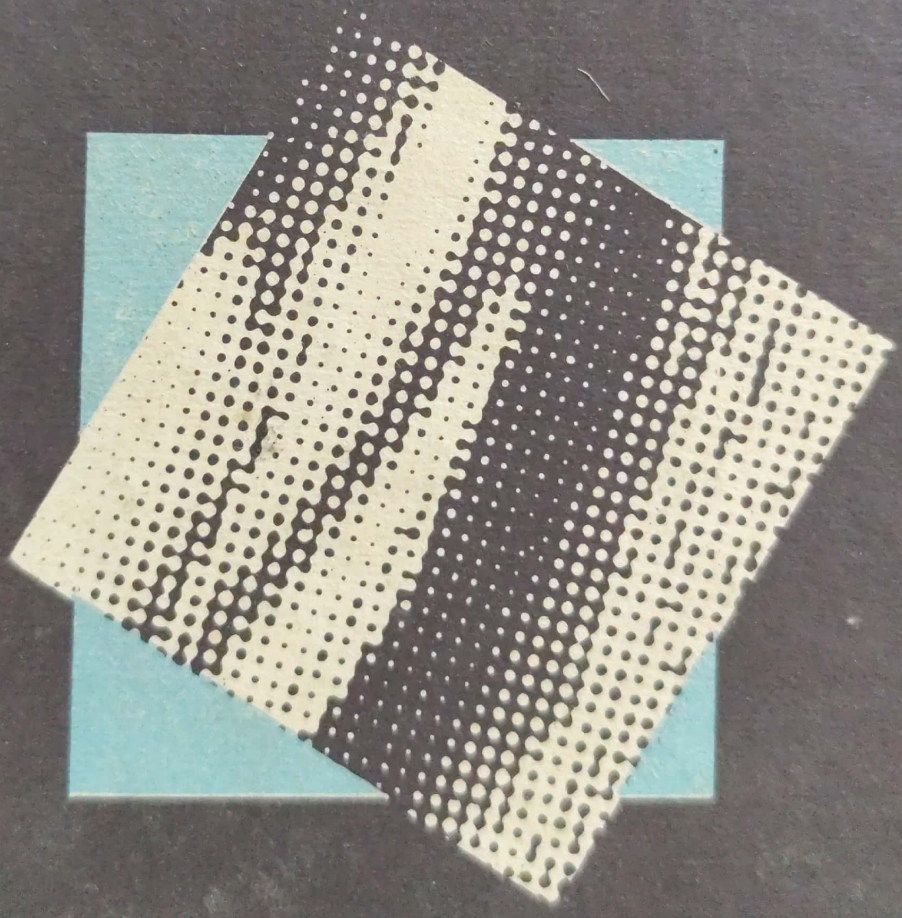
DUMITRU ENESCU ■ BUJOR ALMĂȘAN

SEISMOLOGIA EXPLOZIILOR CONTROLATE DIN INDUSTRIE



EDITURA TEHNICĂ

Scanned with OKEN Scanner

550.34 : 622

Dr. docent ing.
DUMITRU ENESCU

*

Dr. docent ing.
BUJOR ALMĂȘAN

SEISMOLOGIA EXPLOZIILOR CONTROLATE DIN INDUSTRIE

Scanned with OKEN Scanner

Prezenta lucrare tratează într-o concepție unitară aspecte teoretice și practice ale principalelor probleme care fac obiectul seismologiei exploziilor controlate din industrie.

Primele două capitole conțin fundamentarea teoretică a procesului de generare a undelor seismice cu ajutorul exploziilor și a procesului de propagare a acestor unde.

Obiectul celui de-al treilea capitol este reprezentat de probleme legate de reactivarea unor forțe tectonice (seismicitate indusă), derocare și subsidență, procese cauzate de exploziile produse în rocă.

Una din părțile cele mai importante ale seismologiei exploziilor este reprezentată de problema efectului seismic al acestora asupra construcțiilor, problemă pentru care lucrarea de față consacră un capitol special (capitolul 4), iar alte două capitole (5 și 6) se ocupă în mod aproape exclusiv de tehnicile de reducere a acestui efect și de metodele pentru controlul seismic al vibrațiilor produse de explozii.

Exploziile de rocă (care sînt, de fapt, explozii necontrolate) și loviturile de mină — procese care, ca fenomenologie, sînt mult mai apropiate de cutremurele de pămînt naturale, constituie tema capitolului 7 al lucrării.

Dintre rezultatele obținute în România în studii de seismologie a exploziilor puternice industriale controlate sînt prezentate în lucrare cele referitoare la efectul seismic al acestor explozii asupra construcțiilor și cele privind structura profundă a litosferei (capitolul 8).

Cartea se adresează geofizicienilor, inginerilor minieri și constructori care lucrează în cercetare, proiectare, producție și învățămînt, precum și studenților din domeniile geofizicii, mineritului și construcțiilor. Este de un real interes și pentru geologi și specialiști din alte domenii de activitate.

Redactor: Ing. MARIANA CHEPTEA
Tehnoredactor: MARIA TRĂSNEA
Grafician: MIHAI PIENESCU

Bun de tipar: 4. VI. 1987. Coli de tipar: 20,25.
C.Z.: 550.34:622.

Tiparul executat sub com. nr. 92/1987, la
Întreprinderea Poligrafică „Crișana", Oradea,
str. Leontin Sălăjan nr. 105.
Republica Socialistă România

Scanned with OKEN Scanner

BLASTING SEISMOLOGY

The present book treats in an unitary outlook theoretical and practical aspects of the main problems which constitute the object of blasting seismology.

The first chapter presents the theoretical substantiation of the explosion process by a physical-mathematical description of different equivalent models: concentrated (point) seismic sources, spherical seismic sources, cylindrical and rectangular ones. Analogical models of the explosion process, as well as results of the digital simulation of the explosion are also described.

The problems treated in the first chapter as well as some theoretical elements of the seismic waves propagation, shown in the second chapter constitute theoretical basis of blasting seismology.

The third chapter deals with problems related by the reactivation of some tectonic forces (induced seismicity), rock breaking and the subsidence process caused by explosions in rocks.

One of the most important aspects of blasting seismology is represented by the seismic effect of blastings (explosions) on the constructions; therefore the book includes a special chapter (the fourth) for this problem and other two chapters (5 and 6) deal almost exclusively with techniques to reduce this effect and methods for the seismic control of blasting vibrations. The following problems were focused: estimation of the seismic effect of vibrations (by measuring the displacement of soil particles, the particle velocity and the acceleration of the seismic movement induced by explosions), the air wave, the admissible levels of vibration etc. (chapter 4).

A peculiar importance was accorded to the delay blasting groups, as well as to the methods for the seismic control of vibrations (chapter 5). Concerning the seismic control of vibrations, the „seeming magnitude" method (elaborated in Romania) and the „scaled distance" method (american and soviet variants) are developed.

The sixth chapter concerns the problems of blasting effect on the mining workings (underground constructions). Methods and techniques concerning the control and decreasing of the seismic effect of blastings on the mining workings and fittings, as well as for researches dealing with the security of the underground working in case of combined stopping (mining and open pit using quarry blasting) are described.

The rock bursts (which are uncontroled explosions) and the bumps — which are phenomenologically similar with eartquakes — constitute the subject of the seventh chapter. This chapter approaches problems related of the producing mechanism of those phenomena, the seismic emitted energy, their detection and location, as well as some ticklish aspects concerning the prediction of two kinds of seisms and their prevention by explosions in rock.

The last chapter contains some important results in Romania by the application of different studying methods of the seismic effect of blastings from some

Scanned with OKEN Scanner

mining workings on the constructions, as well as some experimental results concerning soil settlement using explosions. The capter includes also important data concerning the deep structure of the lithosphere in Romania and the depth of the upper boundary of the asthenosphere — results obtained by the study of seismic records of many strong quarry blastings.

The book applies to geophysicists, mining and building specialists who are working in research, designing, production and higher education, as well as to students from geophysics, mining and building fields. It presents also interest for geologists and connected fields specialists.

Scanned with OKEN Scanner

CUVÎNT ÎNAINTE

Intensificarea activităților economico-industriale implică, printre multe altele, și o dezvoltare considerabilă a folosirii exploziilor în operații de derocare în mine sau cariere, precum și în operații de excavare pentru fundații sau căi de comunicații magistrale, canale, tunele etc. De aceea, lucrările cu explozivi, efectuate în industrie, au căpătat în ultima vreme un loc central în preocupările specialiștilor, fapt confirmat și de activitatea de publicații din țară și străinătate, reprezentată de numeroase articole tehnico-științifice (dintre care o parte sînt citate și de noi în această carte), precum și de lucrări de mare amploare.

Dintre cercetările efectuate în diferite țări sînt de menționat în special cele din Suedia (Langefors și Kihlström, 1963; Holmberg, 1975; 1979; Svanholm et al., 1977; Kihlström și Gustavson, 1978 etc.), Uniunea Sovietică (Medvedev, 1964; 1968; Melnikov și Chesnokov, 1969; Mironov, 1973; Mosinet, 1976; Ișlinski et al., 1981 etc.), Statele Unite ale Americii (Kisslinger și Gupta, 1963; Gupta și Kisslinger, 1964; Press și Archambeau, 1963; Nicholls et al., 1971; Given, 1973; Greenhalgh, 1980 etc.), China (Xienkui și Yung, 1985 ș.a.), Cehoslovacia (Schenk, 1970; 1971; 1972; 1973 etc.), România (Enescu, 1967; Enescu și Radu, 1968; Enescu și Cîndea, 1970, 1971; Enescu et al., 1973 a, b, c; Buzdugan et al., 1976; Mârza, 1977; Almășan et al., 1978; Mârza și Pântea, 1979; Almășan Trîmbițașu et al., 1985, Tat et al., 1985 etc.) și din multe alte țări.

Creșterea frecvenței lucrărilor cu explozivi în industrie și mai ales creșterea încărcăturii de exploziv pun probleme cu implicații majore, care privesc în special efectele seismice ale exploziilor asupra construcțiilor de la suprafață și asupra lucrărilor din subteran. Lucrările cu explozivi în unele mine adînci pot avea un rol important în declanșarea exploziilor de rocă și a loviturilor de mină, ceea ce atrage după sine necesitatea cunoașterii mecanismului de producere a acestor fenomene și dezvoltării mijloacelor de predicție și prevenire a seismelor „miniere".

În afară de cele menționate mai sus, lucrările cu explozivi sînt folosite și în prospecțiunea seismică în scopul descifrării structurii geologice a subsolului și descoperirii de substanțe minerale utile. În țara noastră, asemenea cercetări ale subsolului, prin metoda seismică de prospecțiune, au început acum aproape șase decenii.

Toate acestea impun cunoașterea seismologiei exploziilor din industrie în scopul controlării lor depline și al optimizării folosirii lor la efectuarea operațiilor sau cercetărilor mai mult sau mai puțin complexe menționate mai sus.

Seismologia exploziilor trebuie să trateze, mai întîi, problema generării undelor seismice cu ajutorul surselor explozive și să fundamenteze modelarea fizico-matematică, electronică și digitală a procesului de ex-

Scanned with OKEN Scanner

plozie. Este ceea ce s-a încercat să se facă în primul capitol al acestei lucrări.

Rezolvarea multiplelor probleme practice privind efectele seismice ale exploziilor asupra construcțiilor, stabilirea de niveluri maxime admisibile de vibrație, elaborarea unor norme și tehnici de proiectare antiseismică a construcțiilor (ținînd seamă de specificul procesului de explozie) și a unor metode de reducere și control al efectelor exploziilor, ca și posibilitatea de folosire a exploziilor la studiul structurii crustei terestre, cer cunoașterea unui minim de elemente de teorie a propagării undelor seismice. Aceste elemente de teorie sînt prezentate în capitolul 2. Pentru probleme privind hodografii undelor reflectate și refractate în cazul limitelor de separație curbilinii, hodografii undelor multiplu reflectate și ai undelor reflectate de schimb, precum și pentru alte probleme care, din economie de spațiu, nu pot fi prezentate aici, recomandăm cititorilor interesați să apeleze la cursul litografiat al lui Enescu și Orban (1979). Cartea de față nu tratează probleme privind tehnica de teren, aparatura utilizată și prelucrarea datelor în prospecțiunea seismică, întrucît acestea nu se încadrează în tematica ei. În schimb, capitolele 1 și 2, ca și unele paragrafe din alte capitole ale cărții, reprezintă totodată și baze teoretice ale prospecțiunii seismice.

Mecanismul de producere a exploziilor puternice în mediu pretensionat explică modul în care acestea își exercită rolul de declanșator de forțe tectonice (vezi capitolul 3), proces care nici în cazul exploziilor mai slabe nu este absent, căci se poate manifesta prin declanșări de seisme miniere reprezentate de explozii de rocă sau/și lovituri de mină (capitolul 7). Descrierea relativ dezvoltată a procesului de derocare, făcută în capitolul 3, este justificată de faptul că tocmai acest proces exprimă utilitatea de bază a lucrărilor cu explozivi în industria minieră și în construcții. Deși la noi în țară nu este pusă la punct tehnica derocării cu ajutorul energiei nucleare, folosirea în acest scop a acestei energii în alte țări ne-a îndreptățit să prezentăm cîteva date privind această problemă.

Procesul de subsidență indus direct de cel al exploziei în roci aluvionare, nisipoase și în loess-uri, pe lîngă faptul că este interesant, prezintă importanță practică prin aplicațiile lui la preconsolidarea prin tasare a terenurilor constituite din asemenea roci, ca și prin aplicațiile la construirea porturilor.

Una din părțile cele mai importante ale seismologiei exploziilor (cu implicații economice mari) este reprezentată de efectul seismic al acestora asupra construcțiilor, problemă pentru care lucrarea de față consacră un capitol special (capitolul 4), iar alte două capitole (5 și 6) se ocupă în mod aproape exclusiv cu tehnicile de reducere a acestui efect și cu metodele pentru controlul seismic al vibrațiilor produse de explozii. S-a căutat să se prezinte în aceste trei capitole cît mai mult din ceea ce este mai reprezentativ și mai util în probleme a căror rezolvare să conducă la optimizarea folosirii lucrărilor cu explozivi în industrie și la îmbunătățirea proiectării antiseismice a construcțiilor, astfel încît efectul util să fie maxim, iar cel nedorit practic zero. Considerăm că nu este cazul să înșirăm toate aceste probleme aici, întrucît tabla de materii ne scutește de acest lucru. Subliniem numai faptul că s-a pus accentul pe probleme ca: evaluarea efectului seismic al vibrațiilor prin măsurarea vitezei de oscilație a particulelor terenului și a accelerației mișcării seismice indusă de explozii, unda de șoc aeriană, stabilirea de niveluri

Scanned with OKEN Scanner

admisibile de vibrație etc. O deosebită importanță s-a dat grupărilor de explozii cu întîrziere (ca cea mai importantă metodă de creștere a randamentului lucrărilor cu explozivi din industrie), precum și metodelor pentru controlul seismic al vibrațiilor produse de explozii. Menționăm că metoda „magnitudinii aparente" și metoda „distanței reduse" nu apar în literatura de specialitate de pînă acum sub aceste denumiri. Ne-am permis să le numim astfel, întrucît una din ele a fost elaborată de unul dintre noi (Enescu, 1967, 1968), iar în cealaltă, parametrul cel mai semnificativ este distanța redusă (distanța scalată).

Întrucît marea majoritate a lucrărilor cu explozivi se efectuează în industria minieră — fapt care a cerut colaborarea dintre un geofizician și un miner la scrierea acestei cărți — este evidentă importanța cercetării efectelor exploziilor asupra lucrărilor miniere însele. În parte, unele probleme sînt întrucîtva asemănătoare cu cele din cazul construcțiilor de la suprafață. Dintre tehnicile de reducere a efectelor exploziilor asupra lucrărilor miniere, un loc de frunte îl ocupă explozia „de netezire" și explozia „de prefisurare", ultima fiind aplicabilă și pentru reducerea efectului seismic al exploziilor asupra construcțiilor de la suprafață. Un grad mai mare de importanță, dar și de dificultate, îl comportă metodele și tehnicile de lucru privind asigurarea securității lucrărilor miniere subterane în cazul exploatărilor combinate în subteran și la zi prin explozii în cariere. O altă problemă specifică acestui gen de cercetări este aceea care se referă la efectul seismic ale exploziilor asupra taluzurilor.

Pentru toate aceste probleme autorii au încercat și speră că au reușit să prezinte, ca și în cazul construcțiilor de la suprafață, măcar unele din cele mai indicate tehnici de reducere și control al vibrațiilor generate de explozii și din cele mai potrivite metode de furnizare a parametrilor necesari proiectării antiseismice (antiexplozie) a lucrărilor miniere.

Mult mai apropiate, ca fenomenologie, de cutremurele naturale sînt exploziile de rocă (care, de fapt, sînt explozii necontrolate) și loviturile de mină (capitolul 7). De aceea și tehnicile de detecție seismică și localizare a lor, precum și metodele de predicție sînt în bună parte asemănătoare celor aplicate în cazul cutremurelor naturale.

Estimările energiei seismice eliberate de exploziile de rocă arată că acestea sînt comparabile ca tărie cu cutremurele tectonice de magnitudini mai mici de 5. În mod aparent paradoxal, exploziile în rocă sînt, pe de o parte, unul din factorii declanșatori de explozii de rocă și lovituri de mină și, pe de altă parte, ele pot fi utilizate, într-un sistem bine gîndit și proiectat, la prevenirea acestor seisme miniere. În țara noastră, cercetarea exploziilor de rocă este puțin dezvoltată, întrucît, pînă în prezent, la nici una din minele din România nu au avut loc asemenea fenomene.

În schimb, cercetarea seismologică a exploziilor (în rocă) controlate din industrie, care a început acum circa 20 de ani în România, a căpătat, mai ales în ultimii 10 ani, o dezvoltare apreciabilă. O bună parte din rezultatele acestei cercetări fac obiectul capitolului 8 al lucrării de față. Este vorba de cercetări privind efectul seismic al exploziilor asupra construcțiilor de suprafață și asupra lucrărilor miniere, precum și de cercetări în care exploziile din cariere sînt folosite la descifrarea structurii crustei terestre și chiar a părții superioare a mantalei Pămîntului.

Scanned with OKEN Scanner

Autorii își exprimă speranța de a fi realizat o lucrare utilă în primul rînd specialiștilor geofizicieni, minieri și constructori și nu lipsită de interes pentru geologi și specialiști din alte domenii de activitate.

Întrucît este prima lucrare de o asemenea amploare care se scrie în România, în această temă, este posibil ca ea să satisfacă în mod inegal chiar pe specialiști egal interesați în folosirea ei. Oricum, eventualele critici și completări vor fi binevenite, întrucît ele vor dovedi utilitatea lucrării și vor contribui la o rezolvare și mai bună a unor probleme abordate.

AUTORII

Scanned with OKEN Scanner

CUPRINS

Cuvînt înainte 5

1. GENERAREA UNDELOR SEISMICE CU AJUTORUL EXPLOZIILOR. MODELE ALE PROCESULUIU DE EXPLOZIE 13

1.1. Modele fizico-matematice ale exploziei în roci 13
1.1.1. Sursa seismică concentrată echivalentă exploziei generatoare de unde longitudinale 13
1.1.2. Sursa seismică concentrată echivalentă exploziei generatoare de unde longitudinale și transversale 17
1.1.3. Sursa seismică sferică echivalentă exploziei generatoare de unde longitudinale 20
1.1.4. Sursa seismică sferică echivalentă exploziei generatoare de unde longitudinale și transversale 25
1.1.5. Radiația seismică de la o cavitate sferică ce expandează într-un mediu pretensionat 32
1.1.6. Sursa seismică echivalentă exploziei produse în cavitate cilindrică 43
1.1.7. Explozii în cavități rectangulare 49
1.2. Funcții de transfer și modele analogice și digitale ale procesului de explozie în roci 50
1.2.1. Funcții de transfer ale procesului de explozie în roci 51
1.2.2. Modele analogice electronice ale procesului de explozie în roci . . 52
1.2.3. Simulări digitale ale procesului de explozie generator de unde longitudinale și transversale 57
1.3. Explozii în aer și în apă 62
1.4. Energia emisă de explozii sub formă de unde seismice 64

2. ELEMENTE DE TEORIE A PROPAGĂRII UNDELOR SEISMICE GENERATE DE EXPLOZII 69

2.1. Cîteva noțiuni privind propagarea undelor seismice în mediul infinit, elastic izotrop și omogen 69
2.2. Cîteva noțiuni privind propagarea undelor seismice în mediul semiinfinit stratificat și absorbant 76
2.2.1. Condiții la limită. Reflexia și refracția undelor seismice 76
2.2.2. Unde de suprafață 89
2.2.3. Absorbția undelor seismice 94
2.2.4. Difracția undelor seismice 97
2.3. Noțiuni privind cinematica propagării undelor seismice 98
2.3.1. Cîmpul de timpi și hodografii undei directe 98
2.3.2. Cîmpul de timpi și hodografii undelor reflectate 104
2.3.3. Cîmpul de timpi și hodografii undelor refractate (frontale) . . . 109
2.3.4. Cîmpul de timpi și hodografii undelor difractate 118

3. REACTIVAREA UNOR FORȚE TECTONICE, DEROCAREA ȘI SUBSIDENȚA CAUZATE DE EXPLOZII 124

3.1. Reactivarea unor forțe tectonice. Seismicitate indusă 124
3.2. Efecte de derocare. Formarea de cratere 136
3.2.1. Procedeul experimental. Rezultate ale experiențelor 136
3.2.2. Mecanismul ruperii rocilor prin explozii în apropierea unei suprafețe libere. Teoria reflexiei 143
3.2.3. Verificarea experimentală a teoriei reflexiei 146
3.3. Despre posibilitatea efectuării derocării cu ajutorul energiei nucleare . 150

Scanned with OKEN Scanner

3.4. Subsidența indusă de exploziile subterane 153
3.4.1. Descrierea procesului de subsidență provocat de explozii subterane 153
3.4.2. Aplicații posibile în construcții ale subsidenței induse de explozii 155

4. EFECTUL SEISMIC AL EXPLOZIILOR ASUPRA CONSTRUCȚIILOR. EVALUAREA CANTITATIVĂ A NIVELULUI VIBRAȚIILOR SEISMICE . . . 156

4.1. Aparatură pentru înregistrarea vibrațiilor produse de explozii 156
4.1.1. Răspunsul dinamic al traductorului seismic. Tipuri de traductoare seismice 157
4.1.2. Descrierea sumară a aparaturii 160
4.1.3. Stabilitatea seismografelor 162
4.2. Tipuri de deteriorări ce pot fi produse de explozii asupra construcțiilor. Criterii de deteriorare 164
4.2.1. Compresiune-întindere 165
4.2.2. Forfecare 166
4.2.3. Încovoiere 167
4.2.4. Efecte locale 167
4.3. Evaluarea cantitativă a nivelului vibrațiilor produse de explozii. Niveluri admisibile de vibrație 169
4.3.1. Evaluarea efectului seismic prin mărimea deplasării particulei . . 169
4.3.2. Evaluarea efectului seismic prin mărimea vitezei particulei . . . 172
4.3.3. Evaluarea efectului seismic prin mărimea accelerației mișcării particulei 178
4.3.4. Alte criterii de evaluare a efectului seismic 180
4.3.5. Procedee și formule de calcul al parametrilor ce caracterizează mișcarea particulelor 183
4.3.6. Evaluarea efectului seismic al undei de șoc aeriene 192
4.3.7. Evaluări ale unor parametri ai undei de șoc generate de exploziile în apă 198
4.3.8. Reacția oamenilor la vibrațiile produse de explozii 199
4.3.9. Scara de intensități seismice ale vibrațiilor produse de explozii . 202

5. TEHNICI DE REDUCERE A EFECTULUI SEISMIC AL EXPLOZIILOR ASUPRA CONSTRUCȚIILOR ȘI METODE PENTRU CONTROLUL SEISMIC AL VIBRAȚIILOR PRODUSE DE EXPLOZII 203

5.1. Grupări de explozii 203
5.1.1. Tipuri de grupări de explozii cu întîrziere 206
5.1.2. Funcția de transfer a sursei explozive cu microîntîrziere 208
5.1.3. Seismograme sintetice ale undelor generate de grupări de explozii cu întîrziere 211
5.1.4. Procedee de determinare a valorii optime a intervalului de întîrziere și a numărului optim de trepte de întîrziere 215
5.1.5. Coeficienți de corecție în cazul exploziilor cu microîntîrziere . . 219
5.2. Metode pentru controlul seismic al vibrațiilor produse de explozii . . 220
5.2.1. Metoda „magnitudinii aparente“ 220
5.2.2. Metoda „distanței reduse“ 229
5.2.3. Procedeu practic de determinare a relației dintre nivelul de vibrație, încărcătura de exploziv și distanța explozie—punct de măsurare 238
5.2.4. Efectul metodei de inițiere a exploziilor 242
5.2.5. Efectele geologiei amplasamentelor, ale direcției de propagare și stratului acoperitor 243
5.2.6. Controlul și reducerea vibrațiilor produse de unda de șoc aeriană și de unda de șoc în apă 244
5.3. Alte măsuri practice ce trebuie luate la proiectarea și executarea exploziilor din cariere 247

6. TEHNICI DE REDUCERE ȘI CONTROL AL EFECTELOR EXPLOZIILOR ASUPRA LUCRĂRILOR MINIERE 249

6.1. Necesitatea creării unei suprafețe libere 250
6.2. Tehnici de reducere a gradului de deteriorare a pereților finali ai excavațiilor de rocă 251
6.2.1. Relația dintre deteriorarea rocii și nivelul vibrațiilor produse de explozii 251
6.2.2. Explozia „de netezire“ și explozia „de predespicare“ (de prefisurare) 252

Scanned with OKEN Scanner

6.3. Controlul și reducerea efectului seismic al exploziilor asupra lucrărilor subterane adiacente și armăturilor 256
6.4. Efectul seismic al exploziilor din cariere asupra lucrărilor miniere subterane 259
6.5. Efectul seismic al exploziilor asupra taluzurilor 262

7. EXPLOZIILE DE ROCĂ ȘI LOVITURILE DE MINĂ 265

7.1. Fenomenologia exploziilor de rocă și a loviturilor de mină 266
7.2. Energia seismică generată de exploziile de rocă 271
7.3. Detecția seismică și localizarea exploziilor de rocă și a loviturilor de mină 274
7.4. Predicția exploziilor de rocă și a loviturilor de mină 278
7.5. Prevenirea exploziilor de rocă cu ajutorul exploziilor în rocă 288

8. REZULTATE ALE CERCETĂRII SEISMOLOGICE A EXPLOZIILOR CONTROLATE DIN INDUSTRIE ÎN ROMÂNIA 291

8.1. Rezultate ale cercetării efectului seismic al exploziilor din unele exploatări miniere asupra construcțiilor 291
8.2. Studii ale efectului seismic al exploziilor de derocare produse în amplasamentele unor construcții 302
8.3. Experimente privind tasarea unor terenuri cu ajutorul exploziilor. Efectul seismic al exploziilor de tasare 304
8.4. Rezultate ale studiului structurii litosferei cu ajutorul exploziilor din cariere. Date privind adîncimea limitei superioare a astenosferei 305

BIBLIOGRAFIE 319

Scanned with OKEN Scanner

1.

GENERAREA UNDELOR SEISMICE CU AJUTORUL EXPLOZIILOR. MODELE ALE PROCESULUI DE EXPLOZIE

Explozia constituie una din principalele surse de generare a undelor seismice. În funcție de condițiile în care ea este produsă, explozia poate constitui fie numai o sursă de unde longitudinale, fie o sursă de unde longitudinale și transversale. Pentru explozia în roci au fost fundamentate fizico-matematic o mulțime de modele începînd cu cele care reprezintă acest proces ca fiind o sursă concentrată (punctiformă) și continuînd cu acelea care consideră că procesul are loc într-o cavitate ale cărei dimensiuni nu pot fi neglijate.

Modelarea fizico-matematică a exploziei a permis, de asemenea, să se afle funcțiile de transfer ale acestui proces și să se construiască modele analogice și digitale cu ajutorul cărora sursa seismică explozivă poate fi și mai bine analizată.

Exploziile în aer și în apă prezintă mai mică importanță în ansamblul de probleme abordate în cadrul temei lucrării și, de aceea, aici sînt analizate numai unele caracteristici ale acestor tipuri de explozii.

Deși de mai mică importanță decît în cazul cutremurelor naturale, *energia* și *magnitudinea* reprezintă doi parametri ce nu pot fi trecuți cu cu vederea nici în cazul exploziilor, fie ele și de mică intensitate.

1.1. Modele fizico-matematice ale exploziei în roci

Sînt examinate modele care presupun surse concentrate, precum și modele care admit cavitatea de explozie ca fiind sferică, cilindrică și rectangulară. Prezentarea acestor modele, făcută în cele ce urmează, presupune cunoscute noțiunile de bază de teoria elasticității. Deși în cîteva paragrafe sînt folosiți, uneori, termenii „stres" și „tensiune" pentru aceeași noțiune, textul este astfel structurat încît să nu apară dificultăți în înțelegerea conținutului.

1.1.1. Sursa seismică concentrată echivalentă exploziei generatoare de unde longitudinale

După cum se știe, ecuația fundamentală a undelor seismice are forma:

$$(\lambda+\mu)\ \text{grad div}\ \vec{U}+\mu\Delta\vec{U}+\rho\vec{F}=\rho\frac{\partial^2\vec{U}}{\partial t^2} \qquad (1.1)$$

în care: λ și μ sînt coeficienții Lamé (μ — modulul de rigiditate sau coeficientul de forfecare); ρ — densitatea mediului; t — timpul; $\vec{U}$ — vectorul deplasare; F — forța ce revine unității de masă. Forța rezultantă este exprimată de integrala de volum

$$\iiint_{\Omega} \rho F(x, y, z)\mathrm{d}\Omega.$$

Dacă volumul în care acționează forțele este suficient de mic, se poate ajunge, prin trecerea la limită, la noțiunea de forță concentrată, adică:

$$\varkappa(t)=\lim_{\Omega\to 0} \iiint_{\Omega} \rho F(x, y, z, t)\,\mathrm{d}\Omega \tag{1.2}$$

Soluția ecuației (1.1), pentru undele ce iau naștere sub acțiunea unei forțe $\varkappa(t)$, aplicată în originea sistemului de axe și orientată într-o direcție oarecare $q=x, y, z$, a fost dată de *Love* (1944) sub forma:

$$U_m^{(1)}=\frac{1}{4\pi\rho}\left\{\frac{\partial^2 r^{-1}}{\partial q\partial m}\int_{r/V_P}^{r/V_S} t'\varkappa(t-t')\,\mathrm{d}t'+\frac{1}{r}\frac{\partial r}{\partial m}\frac{\partial r}{\partial q}\left[V_P^{-2}\varkappa\left(t-\frac{r}{V_P}\right)-\right.\right.$$

$$\left.\left.-V_S^{-2}\varkappa\left(t-\frac{r}{V_S}\right)\right]+\frac{\cos(m,q)}{V_S^2 r}\varkappa\left(t-\frac{r}{V_S}\right)\right\} \tag{1.3}$$

unde: V_P și V_S sînt vitezele de propagare a undelor P și S; $m=x, y, z$; $r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$; $U_m=U_x, U_y, U_z=u, v, w$ — componentele deplasării într-un punct $M(x, y, z)$ din mediu.

Neglijînd termenii din soluția (1.3) care scad cu $r^s(s>1)$ și separînd componenta longitudinală de cea transversală, se obține:

$$U_{m,P}^{(1)}=\frac{1}{4\pi\rho V_P^2 r}\frac{\partial r}{\partial m}\frac{\partial r}{\partial q}\varkappa\left(t-\frac{r}{V_P}\right)$$

$$U_{m,S}^{(1)}=\frac{1}{4\pi\rho V_S^2 r}\left[\cos(m,q)-\frac{\partial r}{\partial m}\frac{\partial r}{\partial q}\right]\varkappa\left(t-\frac{r}{V_S}\right) \tag{1.4}$$

Soluția (1.3) sau forma ei simplificată (1.4) a fost folosită în mai multe lucrări la „construirea" diferitelor surse teoretice echivalente surselor seismice naturale (focarele de cutremure) și artificiale (șocuri, explozii etc.), precum și la stabilirea ecuațiilor cîmpurilor de deplasări produse de aceste surse.

Pentru studiul cîmpului de deplasări al surselor cu o distribuție mai complicată a forțelor, adică pentru surse de ordin superior ($l>1$), se folosește următoarea relație, rezultată din teoria multipolului a lui *Love:*

$$U_{m,n}^{(l)}=\frac{\partial^{l-1}}{\partial p_1\partial p_2\cdots\partial p_{l-1}}U_{m,n}^{(1)} \tag{1.5}$$

în care: $n=P, S$; $p_1, p_2, \ldots, p_{l-1}$ sînt funcții liniare de coordonatele x, y, z și reprezintă direcțiile pe care își au punctele de aplicație forțele ce acționează în sursă; l este ordinul sursei.

Scanned with OKEN Scanner

Substituind în (1.5) expresiile (1.4), se obțin, pentru $l=2$, următoarele ecuații:

$$U^{(2)}_{m,P} = \frac{1}{4\pi\rho V_P^2}\frac{\partial}{\partial p}\left[\frac{1}{r}\frac{\partial r}{\partial m}\frac{\partial r}{\partial q}\varkappa\left(t-\frac{r}{V_P}\right)\right]$$

$$U^{(2)}_{m,S} = \frac{1}{4\pi\rho V_S^2}\frac{\partial}{\partial p}\left\{\frac{1}{r}\left[\cos(m,q)-\frac{\partial r}{\partial m}\frac{\partial r}{\partial q}\right]\varkappa\left(t-\frac{r}{V_S}\right)\right\} \qquad (1.6)$$

care reprezintă cîmpul deplasărilor în undele P și S generate de un dipol cu moment ($p\neq q$) sau de un dipol fără moment ($p=q$).

Prin combinarea a trei dipoli fără moment, orientați după cele trei axe de coordonate (fig. 1.1), se obține sursa concentrată simetrică, denumită *centrul de dilatare* — sursă concentrată echivalentă exploziei generatoare numai de unde P. Astfel, considerînd, pe rînd, în (1.6) $p=q=x, y, z$, efectuînd derivatele și neglijînd termenii ce descresc cu $r^s(s>1)$, se obțin următoarele expresii ale deplasărilor rezultante în undele produse de centrul de dilatare

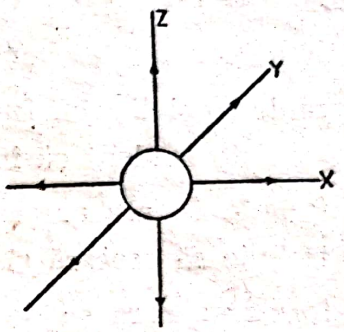


Fig. 1.1. Centrul de dilatare.

$$U_P = \frac{1}{4\pi\rho V_P^3 r}\dot{\varkappa}\left(t-\frac{r}{V_P}\right) \qquad (1.7)$$

$$U_S = 0$$

La același rezultat se poate ajunge plecînd de la ecuația undelor longitudinale

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - V_P^2\Delta\varphi = \Phi, \qquad (1.8)$$

în care s-a considerat $\vec{U}_P=\text{grad }\varphi$, unde, evident, φ este un potențial scalar; ϕ este, de asemenea, un potențial scalar din care derivă cîmpul forțelor masive corespunzătoare undelor longitudinale, adică $\vec{F}_P=\text{grad }\phi$.

Să considerăm o sferă pulsatoare, de volum foarte mic, care înconjoară un punct O în mediul infinit, elastic izotrop și omogen (fig. 1.2). Să presupunem că această sferă foarte mică produce deformarea, variabilă în timp, a mediului ambiant. Pe suprafața sferei acționează, deci, forțe alternative $F_P(t)$ dirijate normal. Să presupunem că intensitatea acestor forțe nu variază cu direcția, adică sursa posedă simetrie sferică. Admițînd că sursa posedă simetrie sferică, rezultă că și deformările care apar în mediul înconjurător posedă o asemenea simetrie în raport cu sursa O.

Considerăm că sfera începe să pulseze la momentul $t=0$ (pentru $t\leqslant 0$, potențialul $\phi(t)\equiv 0$), iar pînă la începerea acțiunii sursei întregul mediu se află în stare de repaus, adică

$$\varphi(x, y, z, 0)=0;\quad \left.\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right|_{t=0}=0$$

Scanned with OKEN Scanner

În coordonate sferice, ecuația (1.8) capătă forma:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - V_P^2\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right) = \Phi \tag{1.9}$$

Considerînd $\Phi=0$ și trecînd ecuația (1.9) sub forma ecuației coardei, se obține

$$\frac{\partial^2(r\varphi)}{\partial t^2} = V_P^2\,\frac{\partial^2(r\varphi)}{\partial r^2} \tag{1.10}$$

Soluția ecuației (1.10) are forma

$$\varphi_1 = r\varphi = G_1\left(t - \frac{r}{V_P}\right) + G_2\left(t + \frac{r}{V_P}\right)$$

unde G_1 și G_2 sînt funcții arbitrare.

Este evident că în toate punctele în care argumentul $t - \frac{r}{V_P} = const.$, funcția G_1 are aceeași valoare. De aceea, pe măsura creșterii timpului t, trebuie să crească și distanța r. Deci termenul $G_1\left(t - \frac{r}{V_P}\right)$ reprezintă deformarea care se depărtează de sursă. Printr-un raționament analog se deduce că $G_2\left(t + \frac{r}{V_P}\right)$ reprezintă deformarea care se apropie de sursă. Deci, deformarea provocată de sursă și care se propagă în mediu nu conține termeni cu argumentul $t + \frac{r}{V_P}$.

Prin urmare, potențialul φ are expresia

$$\varphi = \frac{1}{r}G_1\left(t - \frac{r}{V_P}\right) \tag{1.11}$$

Ecuația (1.8) mai poate fi scrisă și sub forma:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - V_P^2 \text{ div grad } \varphi = \Phi$$

În scopul integrării acestei ecuații în volumul Ω al sferei mici ce înconjoară punctul O (fig. 1.2), se poate scrie

$$\int_\Omega \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}\,d\Omega - V_P^2\int_\Omega \text{div grad } \varphi\,d\Omega = \int_\Omega \Phi\,d\Omega$$

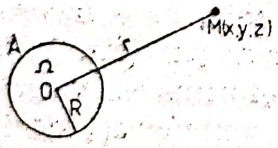


Fig. 1.2. Sferă pulsatoare de volum foarte mic.

Trecînd la limită pentru $\Omega \to 0$ și ținînd seama că prima integrală tinde către zero, rezultă

$$\lim_{R\to 0}\int_\Omega \text{div grad } \varphi\,d\Omega = -\frac{1}{V_P^2}\Phi_1(t), \tag{1.12}$$

unde R este raza sferei de volum Ω, iar

$$\Phi_1(t) = \lim_{R\to 0}\int_\Omega \Phi(x, y, z, t)\,d\Omega$$

reprezintă intensitatea sursei.

Scanned with OKEN Scanner

Conform formulei Gauss-Ostrogradski, ecuația (1.12) poate fi scrisă sub forma

$$\lim_{R\to 0}\int_A \frac{\partial\varphi}{\partial r}\,dA = -\frac{1}{V_P^2}\Phi_1(t), \tag{1.13}$$

unde A este suprafața sferei mici de rază R.

Substituind în (1.13) pe φ cu expresia lui dată de (1.11) și considerînd $r=R$, se obține, prin trecere la limită, relația

$$G_1(t)=\frac{1}{4\pi V_P^2}\Phi_1(t),$$

care reprezintă expresia funcției $G_1(t)$ ce satisface ecuația neomogenă a undelor longitudinale.

Prin urmare, soluția ecuației neomogene a undelor longitudinale este

$$\varphi=\frac{1}{4\pi r V_P^2}\Phi_1\left(t-\frac{r}{V_P}\right), \tag{1.14}$$

iar deplasarea în unda longitudinală are forma

$$U_P=|\operatorname{grad}\varphi|=-\frac{1}{4\pi V_P^2}\left[\frac{1}{r^2}\Phi_1\left(t-\frac{r}{V_P}\right)+\frac{1}{rV_P}\Phi_1'\left(t-\frac{r}{V_P}\right)\right] \tag{1.15}$$

Se observă din (1.15) că forma de variație a deplasării U_P depinde de forma funcțiilor Φ_1 și Φ_1'. Datorită termenilor $1/r^2$ și $1/r$, cele două funcții intervin cu pondere diferită. Variația distanței r face să varieze ponderile cu care cele două funcții Φ_1 și Φ_1' intervin în expresia deplasării U_P. Aceasta conduce la variația formei funcției U_P (variația formei oscilațiilor) cu distanța r.

Pentru distanțe r mari, termenul care scade cu r^2 poate fi neglijat, încît se poate scrie următoarea relație pentru deplasarea U_P:

$$U_P=\frac{1}{4\pi r V_P^3}\Phi_1'\left(t-\frac{r}{V_P}\right) \tag{1.16}$$

Soluțiile (1.7) și (1.16) sînt echivalente, singura deosebire fiind aceea că în (1.7) intervine densitatea ρ datorită modului diferit în care a fost definită intensitatea sursei.

1.1.2. Sursa seismică concentrată echivalentă exploziei generatoare de unde longitudinale și transversale

S-a arătat mai sus că sursa formată din trei cupluri fără moment, egale și reciproc perpendiculare (centrul de dilatare) are simetrie sferică perfectă datorită faptului că intensitatea forțelor care acționează în ea este aceeași în toate direcțiile.

Sursa analizată de *Ingram* (1960; 1963) și *Enescu* (1963; 1964) nu are simetrie sferică, însă ea reprezintă, totuși, un caz particular, întrucît asimetria forțelor se referă numai la direcție nu și la sensul forțelor. Adică, intensitatea forței care acționează în direcția θ este egală cu aceea care acționează în direcția $\theta+\pi$.

10713

Scanned with OKEN Scanner

De fapt, datorită formei încărcăturilor explozive și în special datorită condițiilor fizico-geologice în care au loc exploziile, distribuția forțelor care generează unde seismice este mult mai complicată.

Este cunoscut că un cuplu fără moment (fig. 1.3, *a*) este asociat cu o rupere simetrică și un cuplu fără moment combinat cu o forță simplă (fig. 1.3, *b*) produce o rupere asimetrică.

Ținînd seama de cele menționate mai sus, *Enescu et al.* (1973 a) au considerat că modelul teoretic de sursă concentrată care corespunde cel

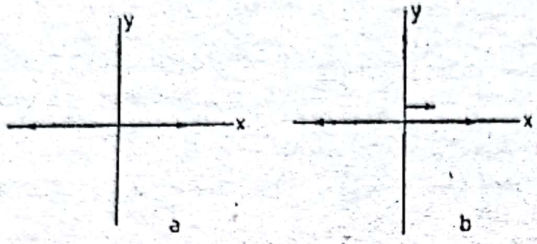


Fig. 1.3. Cuplu fără moment (*a*) și cuplu fără moment combinat cu o forță simplă (*b*).

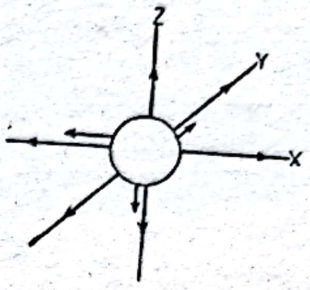


Fig. 1.4. Sursă seismică concentrată echivalentă exploziei generatoare de unde *P* și *S*.

mai bine procesului de generare a undelor seismice prin explozie este sursa rezultată din combinarea a trei surse de intensități diferite de tipul celei reprezentate în figura 1.3, *b*. Adică se combină trei cupluri fără moment, neegale, iar fiecare cuplu este combinat cu o forță simplă a cărei intensitate este de asemenea dependentă de direcția în care acționează această forță (fig. 1.4).

Soluția (1.3) a ecuației undelor, dată de *Love* și transformată de *Keilis-Borok* (1950), pentru undele generate de o forță simplă $\chi(t)$, are forma completă (fără neglijarea termenilor ce descresc cu r^s; $s>1$) exprimată de următoarele relații:

$$U^{(1)}_{m,P} = \frac{1}{4\pi\rho}\left\{\frac{\partial^2 r^{-1}}{\partial q\,\partial m}\left[Q\left(t-\frac{r}{V_P}\right)+\frac{r}{V_P}\dot{Q}\left(t-\frac{r}{V_P}\right)\right]+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{rV_P^2}\frac{\partial r}{\partial m}\frac{\partial r}{\partial q}\varkappa\left(t-\frac{r}{V_P}\right)\right\}; \tag{1.17}$$

$$U^{(1)}_{m,S} = \frac{1}{4\pi\rho}\left\{\frac{\partial^2 r^{-1}}{\partial q\,\partial m}\left[-Q\left(t-\frac{r}{V_S}\right)-\frac{r}{V_S}\dot{Q}\left(t-\frac{r}{V_S}\right)\right]+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{rV_S^2}\left[\cos(m,q)-\frac{\partial r}{\partial m}\frac{\partial r}{\partial q}\right]\varkappa\left(t-\frac{r}{V_S}\right)\right\} \tag{1.18}$$

În relațiile (1.17) și (1.18) s-a considerat:

$$Q(t)=\int_0^t\int_0^{t_1}\varkappa(t_1)\,dt_1\,dt; \quad \dot{Q}(t)=\frac{\partial Q}{\partial t}$$

Teoria multipolului a lui *Love*, vezi relația (1.5), și principiul superpoziției au permis să se obțină, cu ajutorul relațiilor (1.17) și (1.18), ur-

mătoarele ecuații pentru cîmpul de deplasări al undelor P și S generate de sursa schițată în figura 1.4:

$$U_{x,P},\ U_{y,P},\ U_{z,P} = \frac{1}{4\pi\rho V_P^3 r^4}(x, y, z)\,[b_x x(x \pm rQ_{x,P}) +$$

$$+ b_y y(y \pm Q_{y,P}) + b_z z(z \pm rQ_{z,P})]\,\dot{\varkappa}\left(t - \frac{r}{V_P}\right); \qquad (1.19)$$

$$U_{x,S},\ U_{y,S},\ U_{z,S} = \frac{1}{4\pi\rho V_S^3 r^4}[(b_x x, b_y y, b_z z)r^2 -$$

$$-(x, y, z)(b_x x^2 + b_y y^2 + b_z z^2) \pm (b_x rQ_{x,S}, b_y rQ_{y,S}, b_z rQ_{z,S})r^2 \mp$$

$$\mp(x, y, z)\,(b_x x rQ_{x,S} + b_y y rQ_{y,S} + b_z z rQ_{z,S})]\,\dot{\varkappa}\left(t - \frac{r}{V_S}\right) \qquad (1.20)$$

unde b_q caracterizează intensitatea cuplului fără moment care acționează de-a lungul axei $q = x, y, z$.

Mărimile Q_{qP} și Q_{qS} au expresiile:

$$Q_{q,P} = V_P \frac{a_q \varkappa\left(t - \frac{r}{V_P}\right)}{b_q \frac{\partial}{\partial t}\varkappa\left(t - \frac{r}{V_P}\right)};\quad Q_{q,S} = V_S \frac{a_q \varkappa\left(t - \frac{r}{V_S}\right)}{b_q \frac{\partial}{\partial t}\varkappa\left(t - \frac{r}{V_S}\right)}, \qquad (1.21)$$

în care a_q reprezintă amplitudinea forței simple $\chi(t)$ care acționează de-a lungul axei $q = x, y, z$.

În calculele făcute în scopul obținerii relațiilor (1.19) și (1.20) au fost neglijați termenii care descresc cu $r^s (s > 1)$.

Să considerăm un al doilea sistem de axe de coordonate $O\bar{x}\bar{y}\bar{z}$, în care axa $\bar{x}$ este îndreptată spre est, $\bar{y}$ spre nord și $\bar{z}$ spre zenit. După cum se știe, relațiile dintre primul sistem de axe $(O\,x\,y\,z)$ și cel de al doilea $(O\,\bar{x}\,\bar{y}\,\bar{z})$ pot fi exprimate, cu ajutorul cosinusurilor directoare, în felul următor:

$$\begin{pmatrix} \bar{x} \\ \bar{y} \\ \bar{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_a, & \alpha_y, & \alpha_z \\ \beta_x, & \beta_y, & \beta_z \\ \gamma_x, & \gamma_y, & \gamma_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \qquad (1.22)$$

sau

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_x, & \beta_x, & \gamma_x \\ \alpha_y, & \beta_y, & \gamma_y \\ \alpha_z, & \beta_z, & \gamma_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{x} \\ \bar{y} \\ \bar{z} \end{pmatrix} \qquad (1.23)$$

Deplasările corespunzătoare componentelor SH și SV ale undei transversale pot fi aflate folosind următoarele relații:

$$\vec{U}_{SH} = \frac{\vec{r} \times \vec{z}_0}{|\vec{r} \times \vec{z}_0|}\vec{U}_S;\quad \vec{U}_{SV} = \frac{\vec{r} \times (\vec{r} \times \vec{z}_0)}{|\vec{r} \times (\vec{r} \times \vec{z}_0)|}\vec{U}_S \qquad (1.24)$$

în care: $\vec{z}_0$ este vectorul unitate îndreptat spre zenit;

$\vec{r} \times \vec{z}_0$ — un vector perpendicular pe U_P și z;

$\vec{r} \times (\vec{r} \times \vec{z}_0)$ — un vector perpendicular pe U_P și U_{SH}.

Scanned with OKEN Scanner

Din relațiile de mai sus rezultă:

$$U_{SH}=\frac{2}{4\pi\rho V_S^3 r^2(r^2-\bar{z}^2)^{1/2}}[b_x(x\pm rQ_{x,S})(y\gamma_x-z\gamma_y)+b_y(y\pm rQ_{y,S})(z\gamma_x-x\gamma_z)+$$

$$+b_z(z\pm rQ_{z,S})(x\gamma_y-y\gamma_x)]\dot{\varkappa}\left(t-\frac{r}{V_S}\right) \tag{1.25}$$

$$U_{SV}=\frac{1}{4\pi\rho V_S^3 r^3(r^2-\bar{z}^2)^{1/2}}\{\bar{z}\,[xb_x(x\pm rQ_{x,S})+$$

$$+yb_y(y\pm rQ_{y,S})+zb_z(z\pm rQ_{z,S})]-r^2[\gamma_x b_x(x\pm rQ_{x,S})+\gamma_y b_y(y\pm rQ_{y,S})+$$

$$+\gamma_z b_z(z\pm rQ_{z,S})]\}\varkappa\left(t-\frac{r}{V_S}\right) \tag{1.26}$$

$$U_P=\frac{b_x x[x\pm rQ_{x,P}]+b_y y[y\pm rQ_{y,P}]+b_z z[z\pm rQ_{z,P}]}{4\pi\rho V_P^3 r^3}\dot{\varkappa}\left(t-\frac{r}{V_P}\right) \tag{1.27}$$

Dacă

$$Q_{q,S}=Q_{q,P}=0$$

și

$$b_x=b_y=b_z=b,$$

ecuațiile (1.25)—(1.27) devin:

$$U_{SH}=0;\qquad U_{SV}=0$$

$$U_P=\frac{b}{4\pi\rho V_P^3 r}\dot{\varkappa}\left(t-\frac{r}{V_P}\right) \tag{1.28}$$

Relațiile (1.28) exprimă cîmpul de deplasări produs de binecunoscuta sursă — centrul de dilatare.

Dacă

$$Q_{q,S}=Q_{q,P}=0$$

și

$$b_x\neq b_y\neq b_z$$

ecuațiile (1.25)—(1.27) sînt aceleași cu cele obținute de *Ingram* (1960) pentru sursa formată din trei dipoli fără moment neegali și reciproc perpendiculari.

1.1.3. Sursa seismică sferică echivalentă exploziei generatoare de unde longitudinale

O explozie generează, prin expansiunea gazelor produse de ea, o undă de șoc intensă. În zona în care tensiunile provocate de această undă depășește rezistența mediului înconjurător se produc schimbări ireversibile, iar, în afara acestei zone, comportarea mediului este cvasielastică și energia este radiată sub formă de unde elastice.

Sharpe (1942) denumește distanța (față de centrul sursei) dincolo de care comportarea mediului este elastică „raza cavității echivalente" (raza r_0 a unei cavități sferice situată într-un mediu infinit, elastic izotrop și omogen).

Zona schimbărilor ireversibile (zona cu comportare neliniară) a fost discutată numai calitativ (Morris, 1950, a; Kasahara, 1957; O'Brien, 1960;

Kisslinger și Gupta, 1963 etc.) nefiind posibilă stabilirea unei relații cantitative între amplitudinile mișcării solului (în această zonă) și încărcătura de exploziv.

Prin detonarea unei încărcături nucleare apar în mediu trei zone: 1) o zonă a undei de șoc (hidrodinamică); 2) o zonă de tranziție și 3) regiunea elastică (Kisslinger și Gupta, 1963).

În zona undei de șoc apar presiuni atît de mari încît comportarea mediului poate fi asemuită cu a unui fluid perfect (Brode, 1959). În zona de tranziție se face trecerea de la unda de șoc la unda elastică; aici presiunile scad sub rezistența la compresiune, dar continuă să fie mai mari decît rezistența la întindere a rocii și, deci, mediul va ceda prin curgere și rupere.

Regiunea elastică reprezintă mediul în care are loc propagarea undelor elastice, tensiunile fiind suficient de mici încît relațiile tensiuni-deformări pot fi considerate liniare.

Între procesele din imediata vecinătate a unei explozii nucleare și cele din imediata vecinătate a unei explozii chimice obișnuite (explozii „convenționale") există unele deosebiri datorate, în primul rînd, energiilor diferite. Unda de șoc la exploziile nucleare este cu mult mai intensă față de unda de șoc generată de exploziile chimice, acest lucru evidențiindu-se printr-o zonă hidrodinamică mai mare în cazul exploziilor nucleare. Imaginea geometrică a celor două tipuri de explozii este prezentată în figura 1.5 după *Howell* (1964) și *Bache* (1976).

Cavitatea în care este amplasat materialul ce urmează a fi detonat este mai mică în cazul exploziilor nucleare. Energia elastică emisă de exploziile subterane rareori depășește 3% din energia totală, restul energiei fiind consumată în procesele de topire, sfărîmare, fisurare, radiație termică, sau rămîne sub formă de căldură în gazul din cavitate. Menționăm că o explozie nucleară produce o cantitate enormă de energie într-un interval scurt de timp, rezultînd o masă sferică de material avînd temperaturi de ordinul milioanelor de grade Kelvin și presiuni de zeci de milioane de atmosfere. Aceste presiuni și temperaturi fac ca materialul mediului înconjurător exploziei să se comporte ca un gaz sau lichid. Unda de șoc creată continuă să se extindă reducîndu-și din intensitate, dar continuînd să fractureze și fisureze rocile.

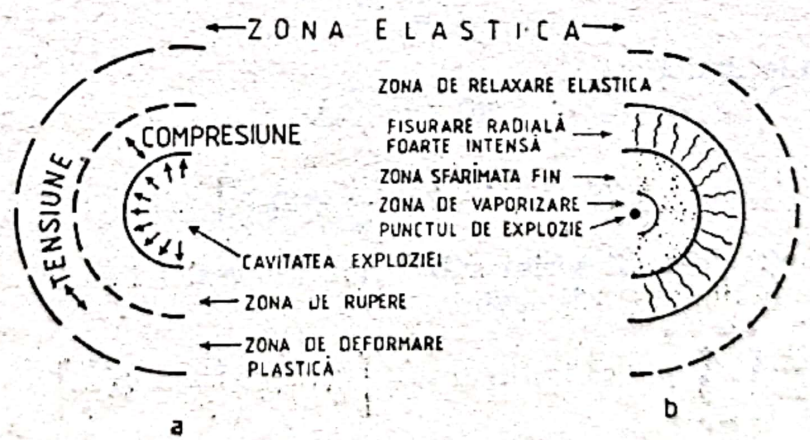


Fig. 1.5. Reprezentare schematică a zonelor din jurul unei explozii chimice (*a*) și nucleare (*b*).

Mărimea cavității produse de o explozie nucleară poate fi dedusă pe baza unui model care presupune o expansiune adiabatică a gazelor în cavitate:

$$r_c = \frac{C_1 W^{1/3}}{(K_1)^{1/3\gamma}} \tag{1.29}$$

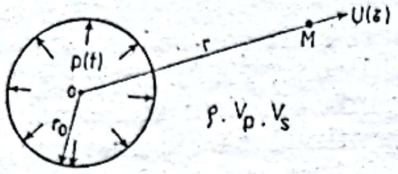


Fig. 1.6. Sursă sferică generatoare de unde longitudinale.

unde r_c este raza cavității, m; W — energia rezultată din explozie; γ — coeficientul de expansiune adiabatică; C_1 — o constantă caracteristică mediului înconjurător; K_1 — stresul existent în mediul înconjurător exploziei, bari.

În continuare prezentăm soluția dată de *Sharpe* (1942) pentru $\lambda=\mu$ și generalizată de *Enescu* și *Cîndea* (1970; 1971) pentru $\lambda\neq\mu$, privind cîmpul de deplasări generat de explozia produsă într-o cavitate sferică de rază r_0. Se consideră că pe suprafața interioară a cavității sferice acționează o presiune $p(t)$ uniform distribuită (fig. 1.6).

Rezolvarea problemei constă în a găsi o expresie pentru deplasarea în unda elastică, care să fie soluția ecuației de undă în mediul infinit și care să satisfacă condițiile la limită (adică, presiunea care acționează pe suprafața interioară a cavității să fie egală cu tensiunea care ia naștere în mediu la distanța $r=r_0$).

Se știe că soluția ecuației (1.1) privind numai mișcarea în unda longitudinală este

$$\vec{U}=\text{grad}\,\varphi \tag{1.30}$$

unde potențialul φ verifică ecuația (1.8), pentru $\phi=0$.

Vectorul deplasare are o singură componentă (în direcția radială)

$$U = \frac{\partial\varphi}{\partial r}$$

Condiția la limită este

$$p(t)=-\sigma(r_0), \tag{1.31}$$

adică

$$p(t)=-\left[(\lambda+2\mu)\frac{\partial U}{\partial r}+2\lambda\frac{U}{r}\right]_{r=r_0} \tag{1.32}$$

Funcția $p(t)$ poate fi scrisă sub forma integralei Fourier și, în acest caz, condiția la limită (1.32) devine

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} p(t')e^{in(t'-t)}\,dn\,dt' = -\left[(\lambda+2\mu)\frac{\partial U}{\partial r}-2\lambda\frac{U}{r}\right]_{r=r_0}$$

După o serie de calcule se ajunge la următoarea formă a expresiei potențialului deplasării în unda P

$$\varphi = \frac{ir_0p_0}{2\pi\rho r}\int_{-\infty}^{+\infty} \cdot \tag{1.33}$$

$$\frac{e^{-in\tau}\,dn}{(n+i\alpha)\left[n+\left(\frac{2i\mu}{r_0\rho V_P}+\sqrt{\frac{4\mu}{r_0^2\rho}+\frac{4\mu^2}{r_0^2\rho^2V_P^2}}\right)\right]\left[n+\left(\frac{2i\mu}{r_0\rho V_P}-\sqrt{\frac{4\mu}{r_0^2\rho}-\frac{4\mu^2}{r_0^2\rho^2V_P^2}}\right)\right]}$$

unde n este pulsația sau frecvența circulară; $p(t)=p_0e^{-\alpha t}$; $\tau=t-\frac{r-r_0}{V_P}$; $i=\sqrt{-1}$; t — timpul.

Dacă se aplică teorema reziduurilor la rezolvarea integralei (1.33) și dacă se trece la limită pentru $\alpha \to 0$, se obține:

$$\varphi=\frac{r_0p_0}{\rho r\omega_0^2}\left\{-1+e^{-h\tau}\left[\cos(\omega_0'\tau)+\frac{h}{\omega_0'}\sin(\omega_0'\tau)\right]\right\}, \tag{1.34}$$

unde

$$\omega_0=\frac{2V_S}{r_0};\quad h=\frac{2V_S^2}{r_0V_P}=\frac{V_S}{V_P}\omega_0;\quad \omega_0'=\sqrt{\omega_0^2-h^2} \tag{1.35}$$

unde: mărimea ω_0 reprezintă frecvența proprie a sursei; h — coeficientul de amortizare al sursei; ω_0' — frecvența predominantă a oscilațiilor generate.

Se deduce simplu că

$$\frac{h}{\omega_0'}\sin(\omega_0'\tau)+\cos(\omega_0'\tau)=\frac{V_P}{\sqrt{V_P^2-V_S^2}}\sin\left[\omega_0'\tau+\right.$$
$$\left.+\operatorname{arctg}\left(\frac{\sqrt{V_P^2-V_S^2}}{V_S}\right)\right] \tag{1.36}$$

Derivînd expresia (1.34) în raport cu r și neglijînd termenul ce descrește cu r^2, se obține următoarea expresie a deplasării

$$U=\frac{r_0^2p_0}{2\rho rV_S^2\sqrt{\frac{V_P^2}{V_S^2}-1}}e^{-h\tau}\sin(\omega_0'\tau),\ \text{pentru}\ \tau\geqslant 0; \tag{1.37}$$

$$U=0,\quad \text{pentru}\ \tau<0.$$

Prin urmare, răspunsul mediului la o presiune $p(t)=p_0$ (funcția treaptă) aplicată pe suprafața interioară a unei cavități sferice, aflată într-un mediu infinit, omogen și izotrop, este o sinusoidă amortizată cu amplitudinea direct proporțională cu presiunea p_0 și cu aria cavității și invers proporțională cu rigiditatea mediului.

Una din formele funcției presiune $p(t)$ apropiate de forma reală este $p(t)=p_0e^{-ht}$. Aplicînd în sursă presiunea $p(t)$ exprimată de această relație, răspunsul mediului va fi reprezentat de funcția ce rezultă din convoluția funcției $p(t)=e^{-ht}$ cu funcția rezultată din derivarea în raport cu r a ecuației (1.34).

Favreau (1969) a obținut o soluție matematică tot pentru undele longitudinale, generate prin detonarea unui exploziv într-o cavitate sferică situată într-un mediu infinit, elastic izotrop și omogen. El a considerat un element de volum (din mediul infinit) de forma $r^2d\theta dr$, situat în momentul $t=0$ la o distanță r față de centrul cavității. După detonare, la un moment $t>0$, acest element de volum se depărtează la distanța $r+u$ față de centrul cavității.

Ecuația mișcării acestui element de volum

$$\frac{\partial^2U}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial U}{\partial r}-2\frac{U}{r}=\frac{1}{V_P^2}\frac{\partial^2U}{\partial t^2} \tag{1.38}$$

Scanned with OKEN Scanner

a fost stabilită ținînd seamă de simetria sferică a problemei, presupunînd că tensiunile și deformările sînt în relație liniară (ceea ce permite aplicarea principiului superpoziției) și că deformările radiale $\partial u/\partial r$ și cele tangențiale U/r au valori mici.

Relația între tensiunea radială σ_r și deformările radială $\partial u/\partial r$ și tangențială U/r are, la orice distanță r, forma:

$$\sigma_r = \rho V_P^2 \left[\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{2\nu}{1-\nu}\,\frac{U}{r}\right] \tag{1.39}$$

unde ν este coeficientul Poisson.

Presiunea p, exercitată de gazele exploziei pe peretele cavității, trebuie să fie egală, la orice moment t, cu tensiunea creată în mediu, conform legii a treia a lui Newton, adică

$$-p = \rho V_P^2 \left[\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{2\upsilon}{1-\upsilon}\,\frac{U}{r}\right]_{r=r_0} \tag{1.40}$$

În lucrările anterioare celei publicate de *Favreau* (1969), presiunea p a fost considerată ca fiind o funcție definită în timp. De exemplu, *Sharpe* (1942) a considerat funcția exponențială descrescătoare în timp, *Blake* (1952) a folosit funcția sinusoidală în timp, *Duval* o funcție descrescătoare dublu exponențială în timp. Presupunerea că $p(t)$ este o funcție definită în timp prezintă dezavantajul introducerii unor parametri necunoscuți în soluție (constantă de timp, frecvența funcției sinus) și nu ține seama de comportarea gazelor exploziei.

În cazul unui gaz ideal, se știe că:

$$pV^\gamma = p_0 V_0^\gamma, \tag{1.41}$$

unde p_0 este presiunea gazelor la volumul lor inițial specific V_0, iar γ este raportul căldurilor specifice ale gazelor, expansiunea fiind adiabatică.

Înlocuind în relația (1.41) pe V și V_0 cu $\frac{4\pi}{3}[r_0+(U)_{r=r_0}]^3$ și, respectiv, $4\pi r_0^3/3$, făcînd apoi raportul p/p_0, se obține:

$$p = p_0\left[1+\left(\frac{U}{r}\right)_{r=r_0}\right]^{3\gamma} \tag{1.42}$$

Cum teoria se limitează numai la deformări mici, rezultă

$$p = p_0\left[1-3\gamma\left(\frac{U}{r}\right)_{r=r_0}\right] \tag{1.43}$$

Relația (1.40), care reprezintă, de fapt, condiția la limită, devine:

$$\left[3\gamma p_0 - \frac{2\gamma\rho V_P^2}{1-\nu}\right]\left[\frac{U}{r}\right]_{r=r_0} - \rho V_P^2\left(\frac{\partial U}{\partial r}\right)_{r=r_0} = p_0 \tag{1.44}$$

Problema se rezumă acum la a găsi o soluție a ecuației (1.38) care să satisfacă condiția la limită (1.44). O soluție generală a ecuației (1.38) este

$$U = \frac{1}{r^2} f(\tau) + \frac{1}{V_P r} f'(\tau), \tag{1.45}$$

unde

$$\tau = t - \frac{r-r_0}{V_P}$$

Scanned with OKEN Scanner

și

$$\frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{2}{r^3} f(\tau) - \frac{1}{V_P r^2} f'(\tau) - \frac{1}{V_P^2 r} f''(\tau)$$

La limită, adică pe peretele cavității $r = r_0$, rezultă

$$(U)_{r=r_0} = \frac{1}{r_0^2} f(t) + \frac{1}{V_P r_0} f'(t) \; ; \tag{1.46}$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial r}\right)_{r=r_0} = -\frac{2}{r_0^3} f(t) - \frac{2}{V_P r_0^2} f'(t) - \frac{1}{V_P^2 r_0} f''(t) \tag{1.47}$$

Ținînd seamă de (1.46) și (1.47), condiția la limită (1.44) devine o ecuație care admite trei tipuri de soluții, în funcție de relația dintre mărimile $2\rho V_P^2$ și $3(1-\nu)\gamma p_0$. Pentru explozivi normali și roci obișnuite avem

$$2\rho V_P^2 > 3(1-\nu)\gamma p_0,$$

ceea ce admite o oscilație periodică amortizată de forma:

$$f(\tau) = \frac{r_0^3 p_0}{2\alpha^2} e^{-\frac{\alpha^2 \tau}{\rho V_P r_0}} \left[A \sin\left(\frac{\alpha\beta\tau}{\rho V_P r_0}\right) + B \cos\left(\frac{\alpha\beta\tau}{\rho V_P r_0}\right) \right] \tag{1.48}$$

în care:

$$\alpha^2 = \frac{2(1-2\upsilon)\rho V_P^2 + 3(1-\upsilon)\gamma p_0}{2(1-\upsilon)};$$

$$\beta^2 = \frac{2\rho V_P^2 - 3(1-\upsilon)\gamma p_0}{2(1-\upsilon)};$$

A și B — constante.

Răspunsul mediului la o presiune de forma (1.43) care acționează într-o cavitate sferică de rază r_0, situată în subteran, depinde de parametrii fizici ρ, V_P și ν ai mediului, de raza r_0 a cavității și de proprietățile explozivului (presiunea p_0 a gazelor și raportul γ al căldurilor specifice).

1.1.4. Sursa seismică sferică echivalentă exploziei generatoare de unde longitudinale și transversale

Deși modelele prezentate mai sus arată că explozia în cavitate sferică generează numai unde longitudinale, totuși datele de observație demonstrează (Kim și Kisslinger, 1967) că exploziile subterane de încărcături sferice pot genera ambele tipuri de unde (P și S). Modelarea fizico-matematică a exploziei de încărcături sferice, generatoare de unde P și S, este o generalizare a soluției lui *Sharpe* (1942). Această generalizare constă în extinderea teoriei lui *Sharpe* la explozii care produc unde P și S și au loc în medii caracterizate de orice valoare a raportului $K = V_P/V_S$ cuprinsă în domeniul său teoretic de existență (Enescu et al., 1973 b).

Să presupunem că încărcătura de exploziv este amplasată într-o cavitate sferică de rază a (fig. 1.7). Datorită expansiunii gazelor produse de explozie, pe pereții acestei cavități va acționa o presiune p. Dacă mediul din vecinătatea cavității este perfect elastic izotrop și omogen, apli-

Scanned with OKEN Scanner

carea unei presiuni uniforme $p(t)$ pe suprafața internă a cavității va genera numai unde longitudinale (Sharpe, 1942; Favreau, 1969; Enescu și Cîndea, 1970; 1971).

În realitate, mediul fiind imperfect elastic, presiunile foarte mari ce acționează pe frontul undei de șoc produc în vecinătatea cavității de rază a, o zonă de ruperi, fisurări și forfecări capabile să genereze ambele tipuri de unde seismice (longitudinale și transversale). Dacă mediul din vecinătatea cavității este pretensionat, adică dacă în acest mediu sînt acumulate tensiuni (tectonice, reziduale cauzate de alte explozii etc.) presiunea mare p a exploziei reactivează aceste tensiuni care, acționînd în direcțiile după care au fost orientate inițial, generează, de asemenea, unde longitudinale și transversale.

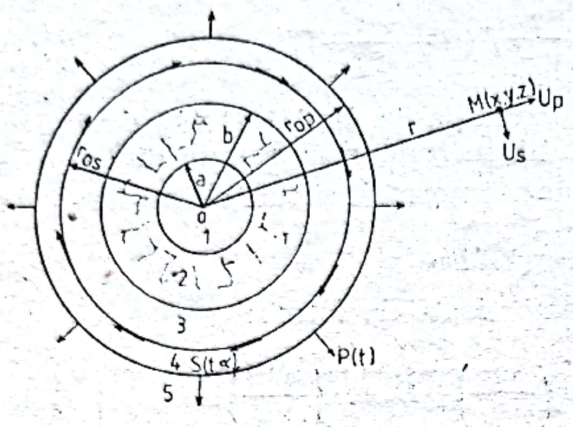


Fig. 1.7. Sursă sferică generatoare de unde longitudinale și transversale:
1 — cavitatea exploziei; *2* — zonă de ruperi, fisurări și forfecări; *3* — zonă de deformări neelastice pentru undele *S*; *3* și *4* — zonă de deformări neelastice pentru undele *P*; *5* — zona elastică.

Să presupunem că procesele responsabile de generarea ambelor tipuri de unde au loc în domeniul cuprins între sfera de rază a și sfera de rază b (fig. 1.7). Pentru $r>b$ (fig. 1.7), presiunea pe frontul de undă devine mai mică decît rezistența la rupere a rocilor rămînînd, însă, pînă la o distanță $r=r_0$, mai mare decît limita de elasticitate a mediului. Prin urmare, în domeniul cuprins între sferele de rază $r=b$ și $r=r_0$ există ambele unde (*P* și *S*), însă, datorită deformărilor relativ mari, ele nu se comportă ca unde elastice.

Întrucît componentele forțelor care generează unde longitudinale diferă ca intensitate de cele responsabile de generarea undelor transversale, se poate admite că undele *P* devin elastice la distanța r_{OP} iar undele *S* la distanța r_{OS} (fig. 1.7); numai într-un caz particular poate exista egalitatea $r_{OP}=r_{OS}$.

Din cele arătate mai sus rezultă că lucrurile se petrec ca și cum ar fi vorba de două surse sferice de unde elastice: sursa de rază r_{OP} generatoare de unde longitudinale și sursa de rază r_{OS} care generează unde transversale (fig. 1.7).

Pentru a simplifica rezolvarea problemei, considerăm că deplasarea în unda longitudinală este o funcție numai de distanta r și timpul t. În cazul undei transversale presupunem că oscilațiile particulelor de pe sferă coincid cu micile rotații, variabile în timp, ale sferei în jurul unei axe de simetrie. Dacă *Oxyz* este un sistem de coordonate cu originea în centrul sursei, rotațiile variabile în timp au loc în jurul axei z orientată arbitrar (fig. 1.8). Considerăm axa z orientată arbitrar pentru ca deplasarea în unda *S* să conțină ambele componente (*SH* și *SV*).

Ținînd seama de cele de mai sus, ecuațiile de undă, scrise în coordonate sferice (r, α, β), capătă forma:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - V_P^2\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right) = 0 \qquad (1.49)$$

$$\frac{\partial^2\vec{\psi}}{\partial t^2} - V_S^2\left[\frac{\partial^2\vec{\psi}}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial\vec{\psi}}{\partial r} + \frac{1}{r^2\sin\alpha}\left(\sin\alpha\frac{\partial^2\vec{\psi}}{\partial\alpha^2} + \cos\alpha\frac{\partial\vec{\psi}}{\partial\alpha}\right)\right] = 0, \qquad (1.50)$$

în care α este colatitudinea unui punct oarecare din mediu, aflat la distanțe $r > r_0$.

Deformarea de volum θ și rotația ω au, în acesf caz, expresiile:

$$\theta = div\ \vec{U}_P = \frac{\partial U_P}{\partial r} + \frac{2}{r} U_P \tag{1.51}$$

$$\omega = \omega_\alpha = rot_\alpha \vec{U}_S = \frac{\partial U_S}{\partial r} + \frac{U_S}{r} \tag{1.52}$$

Propagarea undelor generate de sursa sferică analizată este guvernată de ecuațiile (1.49)—(1.52).

Tensiunea radială care acționează pe frontul undei longitudinale este

$$\sigma_{rr} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial U_r}{\partial r} + 2\lambda \frac{U_r}{r} \tag{1.53}$$

iar tensiunea tangențială pe frontul undei transversale are forma

$$\sigma_{r,\beta} = \mu \left(\frac{1}{r \sin \alpha} \frac{\partial U_r}{\partial \beta} + \frac{\partial U_\beta}{\partial r} - \frac{U_\beta}{r} \right) \tag{1.54}$$

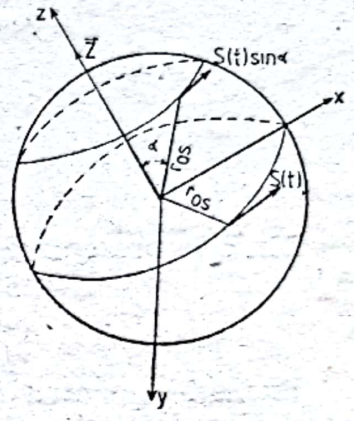


Fig. 1.8. Model de acțiune a forței $S(t)$.

Luînd în considerare condițiile prezentate mai sus, avem:

$$U_r(t, r) = U_P(t, r);\ U_\alpha \equiv 0:\ U_\beta(t, \alpha, r) = U_S(t, \alpha, r)$$

Continuitatea forțelor, în acord cu legea a treia a lui Newton, impune următoarele condiții:

$$P(t) = -\left[(\lambda + 2\mu) \frac{\partial U_P}{\partial r} + 2\lambda \frac{U_P}{r} \right]_{r=r_{OP}}; \tag{1.55}$$

$$S(t, \alpha) = -\mu \left(\frac{\partial U_S}{\partial r} - \frac{U_S}{r} \right)_{r=r_{OS}}, \tag{1.56}$$

în care $P(t)$ și $S(t)$ reprezintă componentele radială și tangențială ale forțelor care acționează în sursă (figurile 1.7 și 1.8).

Întrucît funcțiile $P(t)$ și $S(t, \alpha)$ satisfac condițiile lui Dirichlet, se poate scrie:

$$-\left[(\lambda + 2\mu) \frac{\partial U_P}{\partial r} + 2\lambda \frac{U_P}{r} \right]_{r=r_{OP}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(t') e^{in(t'-t)} dn\ dt' \tag{1.57}$$

$$-\mu \left[\frac{\partial U_S}{\partial r} - \frac{U_S}{r} \right]_{r=r_{OS}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(t', \alpha) e^{in(t'-t)} dr\ dt' \tag{1.58}$$

Să considerăm forma exponențială a soluțiilor ecuațiilor (1.49) și (1.50).

$$\varphi = \frac{1}{r} e^{-in\tau_P}; \qquad \vec{\psi} = \frac{1}{r} e^{-in\tau_S} \vec{Z} \tag{1.59}$$

unde

$$\tau_P = t - \frac{r - r_{OP}}{V_P}; \qquad \tau_S = t - \frac{r - r_{OS}}{V_S}; \tag{1.60}$$

Scanned with OKEN Scanner

$\vec{Z}$ — potențialul vector al forțelor de rotație care acționează în sursă (fig. 1.8).

Întrucît rotația are loc în jurul axei z, putem scrie

$$|\vec{\psi}|=\psi=\psi_z=\frac{1}{r}\,e^{-in\tau_S}\,; \tag{1.61}$$

Să punem condițiile:

$$\varphi=\frac{1}{2\pi r}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}A(n)P(t')e^{in(t'-\tau_P)}dn\,dt' \tag{1.62}$$

$$\psi=\frac{1}{2\pi r}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}B(n)S(t',\alpha)e^{in(t'-\tau_S)}dn\,dt' \tag{1.63}$$

Din cele prezentate mai sus rezultă:

$$U_P=\frac{\partial\varphi}{\partial r}\,;\qquad U_S=\frac{\partial\psi}{\partial r}\sin\alpha \tag{1.64}$$

Expresiile pentru funcțiile $A(n)$ și $B(n)$ pot fi obținute cu ajutorul condițiilor la limită (1.57) și (1.58) luînd în considerare relațiile (1.62)—(1.64).

Să admitem:

$$\begin{aligned} &P(t)=P_0 \quad \text{și} \quad S(t,\alpha)=S_0\sin\alpha \quad \text{pentru } t>0\\ &P(t)=0 \quad \text{și} \quad S(t,\alpha)=0 \quad \text{pentru } t<0. \end{aligned} \tag{1.65}$$

Rezultă:

$$U_P=\frac{r_{OP}P_0}{4\rho V_S^2}\left\{\left(\frac{r_{OP}}{r}\right)^2-\left(\frac{r_{OP}}{r}\right)^2\frac{V_P}{(V_P^2-V_S^2)^{1/2}}\,e^{-h_P\tau_P}\sin\left[(\omega'_{OP}\tau_P)+\right.\right.$$

$$\left.\left.+arctg\left(\frac{\sqrt{V_P^2-V_S^2}}{V_S}\right)\right]+\frac{2r_{OP}}{r}\frac{V_S}{\sqrt{V_P^2-V_S^2}}\,e^{-h_P\tau_P}\sin(\omega'_{OP}\tau_P)\right\}; \tag{1.66}$$

$$U_S=\frac{r_{OS}S_0}{3\rho V_S^2}\sin\alpha\left\{\left(\frac{r_{OS}}{r}\right)^2-2\left(\frac{r_{OS}}{r}\right)^2e^{-h_S\tau_S}\sin\left[\omega'_{OS}\tau_S+arctg\frac{1}{\sqrt{3}}\right]+\right.$$

$$\left.+2\sqrt{3}\,\frac{r_{OS}}{r}\,e^{-h_S\tau_S}\sin(\omega'_{OS}\tau_S)\right\}, \tag{1.67}$$

unde

$$\begin{aligned} &\omega'_{OP}=(\omega_{OP}^2-h_P^2)^{1/2}=\frac{2V_S}{r_{OP}V_P}(V_P^2-V_S^2)^{1/2}\,;\\ &\omega_{OP}=\frac{2V_S}{r_{OP}}\,;\qquad h_P=\frac{2V_S^2}{r_{OP}V_P}\,;\\ &\omega'_{OS}=(\omega_{OS}^2-h_S^2)^{1/2}=\frac{\sqrt{3}\,V_S}{2r_{OS}}\,;\\ &\omega_{OS}=\frac{\sqrt{3}\,V_S}{r_{OS}}\,;\qquad h_S=\frac{3V_S}{2r_{OS}}\,. \end{aligned} \tag{1.68}$$

Scanned with OKEN Scanner

Dacă

$$P(t)=P_0e^{-h_P t}\ ;\quad S(t,\alpha)=S_0e^{-h_S t}\ \sin\alpha, \tag{1.69}$$

rezultă, în urma convoluării funcțiilor (1.69) cu funcțiile (1.66), respectiv (1.67), următoarele relații:

$$U_P=\frac{r_{OP}^3P_0}{4\rho V_S^2r^2}\left[\frac{V_S^2}{V_P^2-V_S^2}+1\right][1-\cos(\omega'_{OP}\tau_P)]e^{-h_P\tau_P}+$$

$$+\frac{r_{OP}^2e^{-h_P\tau_P}P_0}{2\rho V_Sr(V_P^2-V_S^2)^{1/2}}\left[\sin(\omega'_{OP}\tau_P)+\frac{V_S}{(V_P^2-V_S^2)^{1/2}}\cos(\omega'_{OP}\tau_P)-\frac{V_S}{(V_P^2-V_S^2)^{1/2}}\right]; \tag{1.70}$$

$$U_S=S_0\sin\alpha\left\{\frac{4r_{OS}^2}{3\rho V_S^2r^2}[1-\cos(\omega'_{OS}\tau_S)]e^{-h_S\tau_S}+\right.$$

$$\left.+\frac{2r_{OS}^2}{\sqrt{3}\rho V_S^2r}[\sin(\omega'_{OS}\tau_S)+\sqrt{3}\cos(\omega'_{OS}\tau_S)-\sqrt{3}]e^{-h_S\tau_S}\right\}. \tag{1.71}$$

Termenii neoscilatorii ai expresiilor (1.66), (1.67) și (1.70), (1.71) reprezintă eventuala deplasare statică din mediu. Pentru $r\gg r_0$, termenii care depind de $1/r^2$ pot fi neglijați.

În vederea generării undelor seismice, este amplasată în mediu o încărcătură (de exemplu, sferică) de substanță explozivă, în vecinătatea căreia rocile pot fi considerate omogene însă niciodată perfect elastice. Capsa detonantă este așezată în interiorul încărcăturii. În timpul exploziei, prin încărcătură se propagă o undă de detonație a cărei viteză depinde de compoziția substanței explozive, de gradul de compactitate al acesteia și de mărimea presiunii exercitate de mediul înconjurător. Viteza undei de detonație pentru substanțele explozive folosite de obicei în lucrările geologice și miniere este de 4—6 km/s. Expansiunea produselor gazoase, care iau naștere la explozie, produce o undă de șoc caracterizată de presiuni puternice, adică de deplasări foarte mari ale particulelor mediului. Deplasările foarte mari ale particulelor unui mediu care nu este perfect elastic fac ca unda de șoc să fie fundamental diferită de unda elastică. Viteza undei de șoc depinde de proprietățile mediului prin care ea se propagă și de mărimea deformărilor produse. Astfel, cînd presiunea produsă de unda de șoc este foarte mare (mai mare decît o presiune critică), deformările mari se propagă mai repede decît cele mici, iar unda de șoc va avea un front pe care presiunea variază brusc. Datorită divergenței frontului de undă (dispersiei geometrice) și transformării unei părți din energia undei în energie de altă natură, are loc imediat o mare scădere a presiunii p. Cînd presiunea devine mai mică decît cea critică, deformările devin mult mai mici, iar unda de șoc se transformă în undă elastică a cărei viteză nu depinde de mărimea deformărilor.

Se știe că mediul real de propagare se comportă ca un mediu elastic numai în cazul unor tensiuni și deformări mici. Întrucît presiunile care apar în imediata vecinătate a exploziei sînt foarte mari, ele depășesc mult rezistența rocilor la rupere și, de aceea, în jurul sursei apare după explozie, cum s-a arătat și mai sus, o zonă de rupere, de rază b (v. fig. 1.7), în care rocile sînt sfărîmate.

O foarte mare parte a energiei de explozie se consumă în această zonă pentru sfărîmarea și încălzirea rocilor. Din cauza acestor pierderi și a di-

Scanned with OKEN Scanner

vergenței frontului de undă, densitatea de energie pe frontul de undă scade repede, încît la distanța $r=b$ presiunea pe frontul de undă devine mai mică decît rezistența la rupere a rocilor, rămînînd însă mai mare decît limita de elasticitate a acestora. De aceea, în jurul zonei de rupere apare o altă zonă în care rocile suferă deformări neelastice reprezentate de dilatări, comprimări sau forfecări ireversibile ale mediului, deformări ce conduc la formarea unor fisuri. La producerea acestor fisuri se consumă o parte din energia undei. Datorită acestui consum de energie și divergenței frontului de undă, densitatea de energie scade repede încît, de la o distanță $r=r_{OP}$, r_{OS} (v. fig. 1.7), presiunea pe frontul de undă scade sub limita elasticității rocilor, iar deformările devin suficient de mici, încît pot fi considerate elastice. Prin urmare, pentru $r>r_{OP}$ și $r>r_{OS}$, cele două unde (P și S) devin elastice.

Din relațiile (1.35) sau (1.68) rezultă că frecvența predominantă a undelor seismice produse de explozie depinde de dimensiunile sursei și de vitezele de propagare în mediul în care s-a produs explozia.

Cercetările experimentale au arătat că între raza zonei de rupere b și mărimea încărcăturii de exploziv Q există următoarea relație

$$b \simeq kQ^m, \tag{1.72}$$

unde m este subunitar (de exemplu, $m=1/3$).

Pentru raza r_0 a zonei de deformări ireversibile nu este stabilită o asemenea relație, însă este foarte probabil că între b și r_0 există o proporționalitate directă. Astfel, se poate scrie

$$r_{OP} \simeq k'_P Q^{m_P}; \quad r_{OS} \simeq k'_S Q^{m_S}, \tag{1.73}$$

unde k'_P, k'_S ca și k din (1.72) sînt constante de proporționalitate; ele depind de calitatea explozivului folosit și de proprietățile mediului în care se produce explozia; cu cît roca este mai tare, cu atît acești coeficienți sînt mai mici.

Raza zonei de deformări plastice este de 4 la 6 ori mai mare decît raza cavității, iar trecerea de la această zonă la cea de deformări elastice se face treptat. S-a constatat pe cale experimentală că distanța la care undele generate de explozii devin elastice este de 10—15 ori mai mare decît raza cavității.

Ținînd seama de (1.73), relațiile (1.68) pentru frecvențele predominante ale oscilațiilor devin

$$f'_{OP} = \frac{\omega'_{OP}}{2\pi} = \frac{2V_S}{2\pi k'_P V_P} (V_P^2 - V_S^2)^{1/2} \cdot Q^{-m_P} \tag{1.74}$$

$$f'_{OS} = \frac{\omega'_{OS}}{2\pi} = \frac{\sqrt{3}\, V_S}{4\pi k'_S} \cdot Q^{-m_S}$$

Prin urmare, spectrul oscilațiilor generate de explozie este bogat în frecvențe înalte în cazul încărcăturilor mici, iar la încărcături mari predomină în spectru frecvențele joase. Astfel, folosirea unor încărcături foarte mari nu poate fi recomandată întotdeauna. De exemplu, în cazul lucrărilor de prospecțiune seismică, pe lîngă consumul mare de exploziv, aceste încărcături mari conduc la obținerea unor oscilații de frecvențe prea joase care nu au putere mare de rezolvare în ce privește detectarea stratelor subțiri, efilărilor de strate etc. Pe de altă parte, tot pentru

Scanned with OKEN Scanner

prospecțiunea seismică, oscilațiile de frecvențe joase prezintă avantajul că sînt mai puțin atenuate datorită absorbției energiei de către mediul imperfect elastic. De aceea, în special în cazul prospectării adîncimilor mari, se recomandă producerea unor unde de frecvențe joase, adică folosirea unor încărcături relativ mari, ceea ce este în acord cu creșterea adîncimii de investigație.

Întrucît rocile tari sînt caracterizate de valori relativ mari ale vitezelor V_P și V_S și de valori mici ale coeficienților k_P' și k_S', spectrele undelor generate de o explozie în asemenea roci (granite, șisturi, gresii, calcare compacte etc.) sînt mai bogate în frecvențe înalte decît spectrele undelor produse de o explozie, cu aceeași încărcătură, în roci „moi" (marne, argile etc.). Frecvențele cele mai joase apar la explozii în roci uscate, friabile (nisipuri, pietrișuri, argile nisipoase etc.). Nu se recomandă producerea exploziilor în asemenea roci, în cazul prospecțiunii seismice, întrucît acestea au putere slabă de rezolvare în ceea ce privește detectarea stratelor subțiri.

Probabil că spectrul undelor generate depinde mult de prezența unor limite de separație (mai mult sau mai puțin nete) în apropierea locului de împușcare, deoarece unele unde reflectate și refractate care apar la aceste limite se propagă, în mod practic, împreună cu unda directă și produc efecte puternice de interferență.

Din relațiile (1.37), (1.66), (1.67), (1.70) și (1.71) se observă că amplitudinea oscilațiilor generate este cu atît mai mare cu cît raza r_0 și presiunea aplicată în sursă sînt mai mari și cu cît modulul de rigiditate este mai mic. Pentru a produce, cu aceeași încărcătură de exploziv, unde de intensitate mare, este necesar să se efectueze explozia în roci marnoase sau argiloase, întrucît acestea sînt caracterizate de valori relativ mari ale coeficienților k_P' și k_S' și de valori mici ale modulului $\mu=\rho V_S^2$. Executarea exploziilor, în cazul prospecțiunii seismice, în roci marnoase sau argiloase este recomandată și pentru faptul că undele astfel generate au un spectru bogat în frecvențe joase și sînt mai puțin absorbite datorită imperfectei elasticități a mediilor reale. De aceea, explozia în roci tari este bine să fie executată numai în cazurile în care se aplică înregistrarea de înaltă frecvență (prospectarea adîncimilor mici și a stratelor subțiri).

După observațiile experimentale existente, amplitudinea A a oscilațiilor într-un punct oarecare din mediu este legată de greutatea încărcăturii Q prin relația aproximativă

$$A=k_1Q^q \tag{1.75}$$

în care k_1 este un coeficient de proporționalitate.

Mărimea q depinde probabil de condițiile în care se produce explozia, de tipul undelor și de greutatea încărcăturii. Cînd mărimea q este apropiată de unu, amplitudinea oscilației generate crește aproape proporțional cu greutatea încărcăturii. În acest caz se poate mări considerabil încărcătura pentru obținerea unor oscilații foarte intense în prospecțiunea seismică. Pentru valori mici ale lui q (de la 0,2 la 0,4), amplitudinea A crește încet cu creșterea încărcăturii, din care cauză trebuie procedat cu multă atenție la creșterea greutății încărcăturii pentru a nu se ajunge la o scumpire considerabilă a lucrărilor de teren în prospecțiunea seismică. Trebuie avut în vedere că q descrește de obicei cu creșterea încărcăturii, din care cauză mărirea excesivă a greutății încărcăturii de-

Scanned with OKEN Scanner

vine puțin eficientă. Rezultă de aici că eficiența seismică (raportul dintre energia seismică E_s și energia totală E eliberată de explozie) scade cu creșterea încărcăturii.

Amortizarea oscilațiilor determinată de factori de tipul e^{-ht} pare să fie prea mare, întrucît datele de observație nu confirmă o amortizare cu timpul atît de puternică. În afară de aceasta, este puțin probabil ca funcția treaptă să exprime cel mai bine forma presiunii ce acționează în sursă. De aceea s-a determinat răspunsul mediului și pentru alte forme ale acestei presiuni. Rezultatele unei asemenea determinări sînt prezentate mai sus prin relațiile (1.70) și (1.71) iar altele în subcapitolul 1.2.

Datele experimentale au condus, de asemenea, la unele contradicții față de teoria expusă mai sus. Cîteva din aceste contradicții sînt puse însă la îndoială, deoarece există unele incertitudini privind condițiile de efectuare a experiențelor respective. Probabil că una din principalele cauze ale acestor contradicții este reprezentată de proprietatea de absorbție puternică a mediului vecin sursei. În afară de aceasta, intensitatea și forma oscilației impulsionale generată de sursă se schimbă foarte mult pe drumul parcurs de undă de la sursă la receptor.

1.1.5. Radiația seismică de la o cavitate sferică ce expandează într-un mediu pretensionat

Modelul de sursă sferică explozivă, generatoare de unde P și S, prezentat mai sus, nu este suficient de concludent fundamentat în ceea ce privește generarea undei transversale SH. Un model cu o bună fundamentare teoretică privind generarea nu numai a undelor P și SV, ci și a undei SH de către o sursă sferică explozivă a fost dat de *Burridge* și *Alterman* (1972), model pe care îl prezentăm mai jos.

Cîmpurile de deplasări și de stress în această problemă sînt descompuse în două părți: o parte cu simetrie sferică datorată presiunii uniforme care acționează normal pe pereții cavității sferice și o parte care variază ca o funcție sferică de ordinul doi cu direcția de la sursă. Prima parte a fost tratată mai sus. Mai jos este tratată numai cea de a doua parte, care provine exclusiv din existența unui prestress (stress care a existat în zonă încă înainte de producerea exploziei).

Fie $r=(x_1, x_2, x_3)$ vectorul poziție al unui punct arbitrar față de centrul cavității și fie t timpul. În punctele exterioare cavității, adică pentru $r>r_0(t)$ (unde $r_0(t)$ este raza variabilă în timp a cavității sferice), vectorul deplasării elastice $\vec{U}$ măsurat în starea de pretensionare uniformă inițială satisface ecuația mișcării

$$\rho\ddot{\vec{U}}_i=T_{ij,\,j} \tag{1.76}$$

în care T_{ij} este dat de relația

$$T_{ij}=\lambda\vec{U}_{k,\,k}\delta_{ij}+\mu(\vec{U}_{i,\,j}+\vec{U}_{j,\,i}) \tag{1.77}$$

Astfel, T este partea din stress datorată deplasării $\vec{U}$. Stressul total este

$$T_{total}=\overline{T}+T, \tag{1.78}$$

unde $\overline{T}$ este stressul inițial (constant).

Scanned with OKEN Scanner

Prin eliminarea lui T din (1.76) și (1.77), se obține ecuația undelor elastice

$$\rho\ddot{\vec{U}}=(\lambda+\mu)\nabla(\nabla\cdot\vec{U})+\mu\nabla^2\vec{U} \tag{1.79}$$

Condițiile inițiale sînt

$$\vec{U}=0 \text{ pentru } t<0, \tag{1.80}$$

iar condițiile la limită au forma

$$\begin{aligned}\bar{T}_{rr}+T_{rr}&=-p(r,t)\\ \bar{T}_{r\theta}+T_{r\theta}&=0\\ \bar{T}_{r\varphi}+T_{r\varphi}&=0\end{aligned} \tag{1.81}$$

pentru $r=r_0(t)$. Mărimile $p(r,t)$ și $\bar{T}_{rr}$, $\bar{T}_{r\theta}$, $\bar{T}_{r\varphi}$, reprezintă presiunea normală cauzată de prestress și, respectiv, contribuțiile prestressului la tracțiunea pe limita cavității $r=r_0(t)$ care se presupune de asemenea ca fiind o funcție de timp cunoscută.

Deoarece problema este liniară, soluția constă dintr-o parte ce satisface condițiile

$$\begin{aligned}T_{rr}&=-p\\ T_{r\theta}&=0\\ T_{r\varphi}&=0\end{aligned}$$

și care reprezintă simetria sferică, și dintr-o parte ce satisface condițiile

$$\begin{aligned}T_{rr}&=-\bar{T}_{rr}\\ T_{r\theta}&=-\bar{T}_{r\theta}\\ T_{r\varphi}&=-T_{r\varphi}\end{aligned} \tag{1.82}$$

și care conține contribuția *SH*.

În cele ce urmează, atenția va fi concentrată asupra părții care satisface condițiile (1.82) iar $\vec{U}$ și T se vor referi numai la această parte.

În scopul rezolvării ecuației (1.79), vectorul $\vec{U}$ va fi exprimat în termeni de potențiale scalare Φ, ψ, χ:

$$\vec{U}=\nabla\Phi+\nabla(r\psi)+\nabla\times\nabla\times(r\chi), \tag{1.83}$$

și se cere ca Φ, ψ, χ să satisfacă relațiile:

$$\begin{aligned}\Phi_{tt}&=V_P^2\nabla^2\Phi\\ \psi_{tt}&=V_S^2\nabla^2\psi\\ \chi_{tt}&=V_S^2\nabla^2\chi.\end{aligned} \tag{1.84}$$

Dacă relațiile (1.84) sînt respectate, ecuația (1.79) este automat satisfăcută.

Scanned with OKEN Scanner

Urmînd metoda lui *Burridge* (1969), se pot separa variabilele unghiulare de r și t, adică:

$$\left.\begin{aligned}\Phi &= \sum_{l,n} \Phi_n^l(r,t) P_{0n}^l(\cos\theta)\, e^{in\varphi} \\ \Psi &= \sum_{l,n} \psi_n^l(r,t) P_{0n}^l(\cos\theta)\, e^{in\varphi} \\ \varkappa &= \sum_{l,n} \chi_n^l(r,t) P_{0n}^l(\cos\theta)\, e^{in\varphi}\end{aligned}\right\} \tag{1.85}$$

și

$$\left.\begin{aligned}\vec{U}^- &= \sum_{l,n} u_n^{-l}(r,t) P_{1n}^l(\cos\theta)\, e^{in\varphi} \\ \vec{U}^0 &= \sum_{l,n} u_n^{ol}(r,t) P_{0n}^l(\cos\theta)\, e^{in\varphi} \\ \vec{U}^+ &= \sum_{l,n} u_n^{+l}(r,t) P_{1n}^l(\cos\theta)\, e^{in\varphi}\end{aligned}\right\} \tag{1.86}$$

De asemenea

$$T^{\alpha\beta} = \sum_{l,n} \tau_n^{\alpha\beta l}(r,t)\, P_{\alpha+\beta,n}^l(\cos\theta)\, e^{in\varphi} \tag{1.87}$$

($\alpha, \beta = -1, 0, 1$ sînt abreviate la $-, 0, +$). Pentru definiția lui P_{mn}^l vezi Burridge (1969, Anexa A). Rolul factorului i este acela de a face reali pe Φ, ψ etc. în relațiile (1.85)—(1.87). Componentele nu sînt în întregime cele obișnuit măsurate referitoare la vectorii unitate j_r, j_θ, j_φ în direcțiile r, θ, φ ci sînt combinații complexe liniare ale acestora în baza

$$\begin{aligned} j_- &= (1/\sqrt{2})(j_\theta - i j_\varphi) \\ j_0 &= j_r \\ j_+ &= (1/\sqrt{2})(-j_\theta - i j_\varphi) \end{aligned} \tag{1.88}$$

Marele avantaj al folosirii acestor componente constă în faptul că, dacă este executată orice operație liniară simetric sferică pe o expansiune de forma (1.85), (1.86) sau (1.87) (vezi operația de aflare a lui T din $\vec{U}$), termenii cu valori diferite ale lui l și n nu se confundă. De altfel, primul indice inferior al lui P este suma indicilor tensorilor, astfel încît funcțiile unghiulare sînt complet determinate numai din valorile lui l, n și ale indicilor tensorilor. Astfel acești $P_{mn}^l(\cos\theta)\, e^{in\varphi}$ pot fi suprimați fără ambiguitate.

Substituind pe (1.85) în (1.84) se află că

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_P^2}\frac{\partial^2\Phi_n^l}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2\Phi_n^l}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial\Phi_n^l}{\partial r} - \frac{l(l+1)}{r^2}\Phi_n^l \\ \frac{1}{V_S^2}\frac{\partial^2\psi_n^l}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2\psi_n^l}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial\psi_n^l}{\partial r} - \frac{l(l+1)}{r^2}\psi_n^l \\ \frac{1}{V_S^2}\frac{\partial^2\chi_n^l}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2\chi_n^l}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial\chi_n^l}{\partial r} - \frac{l(l+1)}{r^2}\chi_n^l \end{aligned} \tag{1.89}$$

Scanned with OKEN Scanner

care au soluțiile generale

$$\Phi_n^l = r^l \left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)^l \frac{f(t-r/V_P)+f^*(t+r/V_P)}{r} \tag{1.90}$$

cu expresii similare pentru ψ_n^l și χ_n^l cu V_P înlocuit cu V_S. În problema noastră, funcțiile f^* etc. nu apar, întrucît trebuie să avem numai unde progresive (care pleacă de la sursă). Aceasta, desigur, rezultă din condițiile inițiale de zero.

Vom evalua acum prestressul constant de forfecare în coordonate sferice polare, exprimîndu-l în funcții sferice tensoriale. Să presupunem că singurele componente diferite de zero ale cîmpului stresului inițial, în coordonate carteziene, sînt:

$$\overline{T}_{12} = \overline{T}_{21} = \overline{T} \tag{1.91}$$

unde axa z este verticală.

După cîteva calcule se obține:

$$\begin{aligned}
\overline{T}^{0-} &= (i/\sqrt{2})\,\overline{T}[P^2_{-1,-2}(\cos\theta)\,e^{-2i\varphi} - P^2_{-1,2}(\cos\theta)\,e^{2i\varphi}] \\
\overline{T}^{00} &= \sqrt{2}/3\,i\,\overline{T}[P^2_{0,-2}(\cos\theta)\,e^{-2i\varphi} - P^2_{0,2}(\cos\theta)\,e^{2i\varphi}] \\
\overline{T}^{0+} &= (i/\sqrt{2})\,\overline{T}[P^2_{1,-2}(\cos\theta)\,e^{-2i\varphi} - P^2_{1,2}(\cos\theta)\,e^{2i\varphi}]
\end{aligned} \tag{1.92}$$

Astfel, singurii termeni care apar în (1.85)—(1.87) provenind din (1.82) sînt aceia cu $l=2$ și $n=\pm 2$. După cum s-a stabilit mai sus, sîntem interesați aici numai în ce privește radiația datorată prestressului și nu în ce privește partea de simetrie sferică datorată presiunii p. De notat că avem nevoie să calculăm numai funcția radială pentru $n=2$. Acelea pentru $n=-2$ vor fi negativele lor. Ținînd seama de aceasta, putem să suprimăm indicii l și n și mai departe putem scrie:

$$\begin{aligned}
&\Phi = \Phi(r,t)P^2_{0,2}(\cos\theta)\,e^{2i\varphi};\ \Psi = \Psi(r,t)P^2_{0,2}(\cos\theta)\,e^{2i\varphi}; \\
&\chi = \chi(r,t)P^2_{0,2}(\cos\theta)\,e^{2i\varphi};\ U^\alpha = u^\alpha(r,t)P^2_{\alpha,2}(\cos\theta)\,e^{2i\varphi}; \\
&T^{\alpha\beta} = \tau^{\alpha\beta}(r,t)P^2_{\alpha+\beta,2}(\cos\theta)\,e^{2i\varphi}
\end{aligned} \tag{1.93}$$

Putem, de asemenea, să suprimăm funcțiile unghiulare manipulînd numai funcțiile de r și t.

În continuare, vom folosi condițiile de limită pe suprafața cavității $r=r_0(t)$ pentru a găsi ecuația diferențială ordinară satisfăcută de funcțiile f ale lui (1.90) și funcția corespunzătoare g pentru $\varkappa$. Potențialul ψ nu apare, întrucît el corespunde mișcărilor toroidale care nu sînt excitate de stresul inițial (prestressul) luat în considerare.

Ecuațiile care trebuie rezolvate sînt, pentru $l=2$, $n=2$ (suprimînd un factor $i\overline{T}$ înmulțit cu funcțiile unghiulare):

$$\tau^{0-} = 1/\sqrt{2};\ \tau^{00} = \sqrt{2/3};\ \tau^{0+} = 1\sqrt{2} \tag{1.94}$$

pe $r=r_0(t)$.

Scanned with OKEN Scanner

Componentele lui T sînt date în termeni de f și g cu ajutorul relațiilor:

$$T_{ij}=\lambda\vec{U}_{k,k}\delta_{ij}+(\vec{U}_{i,j}+\vec{U}_{j,i}) \tag{1.95}$$

$$\vec{U}=\nabla\Phi+\nabla\times(\nabla\times\chi) \tag{1.96}$$

$$\Phi=r^2\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)^2\frac{f(t-r/V_P)}{r}P_{0,2}^2(\cos\theta)\,e^{2i\varphi};\ \chi=r^2\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)^2\frac{g(t-r/V_S)}{r}P_{0,2}^2(\cos\theta)\,e^{2i\varphi} \tag{1.97}$$

Folosind formulele (11.3) ale lui *Burrdige* (1969) pentru a transforma pe (1.95)—(1.97) în ecuații ce implică numai funcțiile de r și t se obține:

$$\left.\begin{aligned}\tau^{0-}&=\mu\left(\frac{\partial u^-}{\partial r}+\frac{\sqrt{3}}{r}u^0-\frac{1}{r}u^-\right)\\ \tau^{00}&=(\lambda+2\mu)\frac{\partial u^0}{\partial r}-\lambda\left[\frac{2}{r}u^0+\sqrt{3}(u^-+u^+)\right]\\ \tau^{0+}&=\mu\left(\frac{\partial u^+}{\partial r}+\frac{\sqrt{3}}{r}u^0-\frac{1}{r}u^+\right);\end{aligned}\right\} \tag{1.98}$$

$$\left.\begin{aligned}u^-&=\frac{\sqrt{3}}{r}\Phi+\sqrt{3}\left(\frac{\partial\chi}{\partial r}+\frac{1}{r}\chi\right)\\ u^0&=\frac{\partial\Phi}{\partial r}+\frac{6}{r}\chi\\ u^+&=\frac{\sqrt{3}}{r}\Phi+\sqrt{3}\left(\frac{\partial\chi}{\partial r}+\frac{1}{r}\chi\right)\end{aligned}\right\} \tag{1.99}$$

și

$$\left.\begin{aligned}\Phi&=r^2\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)^2\frac{f(t-r/V_P)}{r}\\ \chi&=r^2\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)^2\frac{g(t-r/V_S)}{r}\end{aligned}\right\} \tag{1.100}$$

Un calcul elementar dar lung dă:

$$u^-=\sqrt{3}\left[\frac{f''(x)}{V_P^2r^2}+\frac{3f'(x)}{V_Pr^3}+\frac{3f(x)}{r^4}\right]-$$

$$-\sqrt{3}\left[\frac{g'''(y)}{V_S^3r}+\frac{3g''(y)}{V_S^2r^2}+\frac{6g'(y)}{V_Sr^3}+\frac{6g(y)}{r^4}\right]; \tag{1.101}$$

$$\left.\begin{aligned}u^0=&-\left[\frac{f'''(x)}{V_P^3r}+\frac{4f''(x)}{V_P^2r^2}+\frac{9f'(x)}{V_Pr^3}+\frac{9f(x)}{r^4}\right]+\\ &+6\left[\frac{g''(y)}{V_S^2r^2}+\frac{3g'(y)}{V_Sr^3}+\frac{3g(y)}{r^4}\right]\\ u^+=&\,u^-;\end{aligned}\right\} \tag{1.102}$$

Scanned with OKEN Scanner

$$\tau^{0-} = -2\mu\sqrt{3}\left[\frac{f'''(x)}{V_P^3 r^2} + \frac{5f''(x)}{V_P^2 r^3} + \frac{12f'(x)}{V_P r^4} + \frac{12f(x)}{r^5}\right] +$$

$$+ \mu\sqrt{3}\left[\frac{g^{IV}(y)}{V_S^4 r} + \frac{5g'''(y)}{V_S^3 r^2} + \frac{21g''(y)}{V_S^2 r^3} + \frac{48g'(y)}{V_S r^4} + \frac{48g(y)}{r^5}\right] \qquad (1.103)$$

$$\left.\begin{aligned}\tau^{00} = &\frac{(\lambda+2\mu)f^{IV}(x)}{V_P^4 r} + \frac{(3+10\mu)f'''(x)}{V_P^3 r^2} + \frac{(3+34\mu)f''(x)}{V_P^2 r^3} + \\ &+ \frac{72\mu f'(x)}{V_P r^4} + \frac{72\mu f(x)}{r^5} - 12\mu\left[\frac{g'''(y)}{V_S^3 r^2} + \frac{5g''(y)}{V_S^2 r^3} + \frac{12g'(y)}{V_S r^4} + \frac{12g(y)}{r^5}\right]; \\ &\tau^{0+} = \tau^{0-}\end{aligned}\right\} \qquad (1.104)$$

unde $x=t-(r/V_P)$, $y=t-(r/V_S)$.

Punînd $r=r_0(t)$, $x=\bar{x}=t-(r_0/V_P)$, $y=\bar{y}=t-(r_0/V_S)$ și folosind condițiile la limită

$$\left.\begin{aligned}\tau^{0-} &= (1/\sqrt{2}) \\ \tau^{00} &= \sqrt{2/3}\end{aligned}\right\} \; r=r_0(t), \qquad (1.105)$$

relațiile (1.104) și (1.105) furnizează o pereche de ecuații diferențiale ordinare de ordinul patru cuplate pentru f și g. Aceste ecuații au particularitatea că argumentul $\bar{x}$ al lui f diferă de argumentul $\bar{y}$ al lui g. Aceasta nu împiedică derivarea soluției autosimilare (self-similar solution) dată mai jos, dar pentru $r_0(t)$ general schimbăm în t variabila independentă folosind

$$f'(x)=(1/\dot{\bar{x}})f': \quad g'(y)=(1/g')\dot{\bar{y}} \qquad (1.106)$$

și formulele corespunzătoare pentru derivatele de ordine superioare.

Să evaluăm acum dependența unghiulară a lui U. Din (1.93), (1.99) și înlocuind factorul $i\bar{T}$, vedem că $\vec{U}$ este de forma

$$\begin{aligned}\vec{U}^- &= iF(r,t)(P^2_{-1,2}e^{2i\varphi} - P^2_{-1,-2}e^{-2i\varphi}) \\ \vec{U}^\circ &= iG(r,t)(P^2_{0,2}e^{2i\varphi} - P^2_{0,-2}e^{-2i\varphi}) \\ \vec{U}^+ &= iF(r,t)(P^2_{1,2}e^{2i\varphi} - P^2_{1,-2}e^{-2i\varphi})\end{aligned} \qquad (1.107)$$

unde F și G sînt funcții reale de r și t. Dar $P^l_{-m,-n} = (-1)^{m+n}P^l_{m,n}$, astfel că dependența unghiulară a lui $\vec{U}^\circ$ este

$$-2P^2_{0,2}\sin 2\varphi$$

care conduce la

$$U^\circ \equiv U^r = F(r,t)\sqrt{3/2}\sin^2\theta\sin 2\varphi \qquad (1.108)$$

Acesta este un tablou de radiație pentru unde P_l de cuplu dublu tipic.

De asemenea

$$\begin{aligned}\vec{U}_0 = (1/\sqrt{2})(\vec{U}^- - \vec{U}^+) &= (1/\sqrt{2})G(r,t)(2P^2_{-1,2}\sin 2\varphi - 2P^2_{1,2}\sin 2\varphi) = \\ &= \sqrt{2}G(r,t)\sin\theta\cos\theta\sin 2\varphi\end{aligned} \qquad (1.109)$$

Scanned with OKEN Scanner

și

$$\vec{U}_\varphi = (-i/\sqrt{2})(\vec{U}^- + \vec{U}^+) = -\sqrt{2}G(r,t)\sin\theta\cos 2\varphi \qquad (1.110)$$

Ecuațiile (1.109) și (1.110) exprimă tablouri de radiație pentru unde S de cuplu dublu tipic.

Descompunerea în factori a ecuațiilor (1.108)—(1.110) arată că se obțin aceleași tablouri de radiație pentru toate valorile lui r (nu numai pentru valori mari) și că formele pulsurilor în componentele radială și transversală sînt aceleași în toate direcțiile, pentru r dat. Acest lucru nu este adevărat pentru sursele de tip fractură implicînd alunecare pe planele de faliere.

Cînd $r_0(t)=vt$ și v este constantă, relațiile (1.103)—(1.105) admit o soluție de forma

$$f(x)=Ax^5H(x),\ x=t-r/V_P;$$
$$g(y)=By^5H(y),\ y=t-r/V_S, \qquad (1.111)$$

unde A, B sînt constante care depind de v, iar H este funcția unitate Heaviside.

Aceste formule sînt semnificative numai pentru $r>vt$, adică pentru puncte din afara cavității. Astfel, pentru orice r, aceste soluții sînt valabile numai pentru $t=r/v$.

Din (1.111) se vede ușor că Φ/r^2, χ/r^2, u^-/r, u^0/r, τ^{0-}, τ^{00} depind de r și t numai prin raportul r/t.

Omițînd factorul funcție treaptă, se obține

$$f=Ax^5;\ f'=5\,Ax^4;\ f''=20\,Ax^3;$$
$$f'''=60\,Ax^2;\ f^{(IV)}=120\,Ax. \qquad (1.112)$$

Astfel

$$\Phi = A\left(\frac{20x^3}{V_P^2 r}+\frac{15x^4}{V_P r^2}+\frac{3x^5}{r^3}\right) \qquad (1.113)$$

cu expresii asemănătoare pentru g, χ în termeni de B, V_S, y.

Dacă $\lambda=\mu$ rezultă că

$$u^- = \sqrt{3}\left[\left(\frac{20x^3}{V_P^2 r^2}+\frac{15x^4}{V_P r^3}+\frac{3x^5}{r^4}\right)A-\left(\frac{60y^2}{V_S^2 r^2}+\frac{60y^3}{V_S^2 r^2}+\frac{30y^4}{V_S r^3}+\frac{6y^5}{r^4}\right)B\right] \qquad (1.114)$$

$$u^\circ = -\left(\frac{60x^2}{V_P^3 r}+\frac{80x}{V_P^2 r^2}+\frac{45x^4}{V_P r^3}+\frac{9x^5}{r^4}\right)A+6\left(\frac{20y^3}{V_S^2 r^2}+\frac{15y^4}{V_S r^3}+\frac{3y^5}{r^4}\right)B$$

și

$$\tau^{\circ -} = \sqrt{3}\mu\left[-\left(\frac{126x^2}{V_P^3 r^2}+\frac{200x^3}{V_P^2 r^3}+\frac{120x^4}{V_P r^4}+\frac{24x^5}{r^5}\right)A+\right.$$
$$\left.+\left(\frac{120y}{V_S^4 r}+\frac{300y^2}{V_S^2 r^2}+\frac{420y^3}{V_S^2 r^3}+\frac{240y^4}{V_S r^4}+\frac{48y^5}{r^5}\right)B\right]; \qquad (1.115)$$

Scanned with OKEN Scanner

$$\tau^{\circ\circ}=\mu\left[\left(\frac{360x}{V_P^4r}-\frac{780x^2}{V_P^3r^2}+\frac{740x^3}{V_P^2r^3}+\frac{360x^4}{V_Pr^4}+\frac{72x^5}{r^5}\right)A-\right.$$
$$\left.-12\left(\frac{60y^2}{V_S^3r^2}+\frac{100y^3}{V_S^2r^3}+\frac{60y^4}{V_Sr^4}+\frac{12y^5}{r^5}\right)B\right] \tag{1.115}$$

Folosind (1.115) cu (1.94) rezultă

$$\tau^{\circ-}=(1/\sqrt{2});\quad \tau^{\circ\circ}=\sqrt{2}/3 \tag{1.116}$$

pe $r=vt$.

Mărimile Φ/r^2, χ/r^2, u^-/r, u^0/r, τ^{0-}, τ^{00} pot fi reprezentate grafic în funcție de V_St/r, pentru diferite valori ale raportului v/V_S (vezi Burridge și Alterman, 1972).

În scopul determinării lui A și B în cazul unei cavități care expandează rapid, astfel ca $v\to V_S$, scriem $x=t[1-(v/V_P)]$; $y=t[1-(v/V_S)]$ în ecuațiile pentru A și B. Mărimea B tinde către infinit și putem scrie

$$B=\frac{C}{V_S-v} \tag{1.117}$$

Luînd $V_S=1$ și $V_P=\sqrt{3}$, se obține:

$$\frac{8}{9\sqrt{3}}(81\sqrt{3}-4)A=\frac{2}{\sqrt{6}}$$
$$120C-\frac{16}{9\sqrt{3}}(1+6\sqrt{3})A=\frac{1}{\sqrt{6}} \tag{1.118}$$

și

$$\left.\begin{aligned}&\lim_{v=V_S} A=1{,}167304183\cdot10^{-2}\\&\lim_{v=V_S}(1-v)B=4{,}539516270\cdot10^{-3}=C.\end{aligned}\right\} \tag{1.119}$$

Din ecuația (1.113) pentru χ se găsește, la limită pentru $v=V_S$, că

$$\chi=0,\ \frac{\partial\chi}{\partial r}=0 \tag{1.120}$$

dar

$$\frac{\partial^2\chi}{\partial r^2}=\frac{120t}{V_P^4r}C \tag{1.121}$$

Expresiile pentru Φ și derivatele sale sînt neschimbate. Deplasările și τ^{00} implică contribuția numai a undei P, și anume

$$u^-=\sqrt{3}\left(\frac{20x^3}{V_P^2r^2}+\frac{15x^4}{V_Pr^3}+\frac{3x^5}{r^4}\right)A$$
$$u^\circ=-\left(\frac{60x^2}{V_P^3r}+\frac{80x^3}{V_P^2r^2}+\frac{45x^4}{V_Pr^3}+\frac{9x^5}{r^4}\right)A \tag{1.122}$$

și

$$\tau^{\circ\circ}=\mu\left(\frac{360x}{V_P^4r}+\frac{780x^2}{V_P^3r^2}+\frac{740x^3}{V_P^2r^3}+\frac{360x^4}{V_Pr^4}+\frac{72x^5}{r^5}\right)A \tag{1.123}$$

Scanned with OKEN Scanner

Aceste expresii diferă de zero în intervalul de timp

$$\frac{V_S}{V_P} \leqslant \frac{t}{r} \leqslant 1 \tag{1.124}$$

În același interval de timp cea de a doua componentă a stresului este

$$\tau^{0-} = \sqrt{3}\mu \left[-\left(\frac{120x^2}{V_P^3 r^2} + \frac{200x^3}{V_P^2 r^3} + \frac{120x^4}{V_P r^4} + \frac{24x^5}{r^5} \right) A + \frac{120t}{V_S^4 r} C_1 \right] \tag{1.125}$$

unde

$C_1 = C$ pentru $t = r$ sau pe o suprafață sferică,

și

$$C_1 = 0 \text{ pentru } \frac{V_S}{V_P} \leqslant \frac{V_S t}{r} < 1 \tag{1.126}$$

în interiorul mediului elastic.

Introducem $y = t[1-(v/V_S)]$ și $x = t[1-(v/V_P)]$ în ecuațiile

$$\tau^{0-} = (1/\sqrt{2}) \text{ și } \tau^{00} = \sqrt{2}/3$$

Atunci

$$\left. \begin{aligned} &-\left\{ \frac{24[1-(v/V_P)]^5}{v^5} + \frac{120[1-(v/V_P)]^4}{V_P v^4} + \frac{200[1-(v/V_P)]^3}{V_P^2 v^3} + \right. \\ &\left. + \frac{120[1-(v/V_P)]^2}{V_P^3 v^2} \right\} A + \left\{ \frac{48[1-(v/V_S)]^5}{v^5} + \frac{240[1-(v/V_S)]^4}{V_S v^4} + \right. \\ &\left. + \frac{420[1-(v/V_S)]^3}{V_S^2 v^3} + \frac{300[1-(v/V_S)]^2}{V_S^3 v^2} + \frac{120[1-(v/V_S)]}{V_S^4 v} \right\} B = \frac{1}{\sqrt{6}} \end{aligned} \right\} \tag{1.127}$$

$$\begin{aligned} &\left\{ \frac{72[1-(v/V_P)]^5}{v^5} + \frac{360[1-(v/V_P)]^4}{V_P v^4} + \frac{740[1-(v/V_P)]^3}{V_P^2 v^3} + \frac{780[1-(v/V_P)]^2}{V_P^3 v^2} + \right. \\ &\left. + \frac{360[1-(v/V_P)]}{V_P^4 v} \right\} A - 12 \left\{ \frac{12[1-(v/V_S)]^5}{v^5} + \frac{60[1-(v/V_S)]^4}{V_S v^4} + \frac{100[1-(v/V_S)]^3}{V_S^2 v^3} + \right. \\ &\left. + \frac{60[1-(v/V_S)]^2}{V_S^3 v^2} \right\} B = \frac{2}{\sqrt{6}} \end{aligned} \tag{1.128}$$

Aceste expresii sînt de forma

$$-A_1 A + A_2 B = 1/\sqrt{6}$$

$$A_3 A - A_4 B = 2/\sqrt{6} \tag{1.129}$$

Punînd

$$D = A_2 A_3 - A_1 A_4, \tag{1.130}$$

rezultă

$$A = \frac{2A_2 + A_4}{D\sqrt{6}}; \quad B = \frac{2A_1 + A_3}{D\sqrt{6}} \tag{1.131}$$

și

$$D = \frac{1}{v^8}\left[\frac{1\,440}{V_S^2} + \frac{6\,720}{V_P^2} \right] + \frac{1}{v^9}\left[\frac{4\,320}{V_S^4} - \frac{10\,800}{V_P^2 V_S^2} - \frac{2\,880}{V_P^4} \right] + 0\left(\frac{1}{v^5} \right) \tag{1.132}$$

Scanned with OKEN Scanner

Atunci

$$B=\frac{1}{D\sqrt{6}}\left\{\frac{120[1-(v/V_P)]^5}{v^5}+\frac{600[1-(v/V_P)]^4}{V_Pv^4}+\frac{1\,140[1-(v/V_P)]^3}{V_P^2v^3}+\ldots\right\} \quad (1.133)$$

Notînd

$$B_0=\frac{120}{3\,680\sqrt{6}}=1{,}331244425\cdot10^{-2}$$

se obține

$$B=B_0v^3\left[1-\frac{19}{69}v^2+0(v^3)\right] \quad (1.134)$$

și

$$A=2B_0v^3\left[1-\frac{37}{23}v^2+0(v^3)\right] \quad (1.135)$$

În cazul special al lui $r=r_0(t)$, adică pe sfera ce expandează, $t=r/v$ și

$$x=\frac{r}{v}-\frac{r}{V_P}=\frac{r}{v}\left(1-\frac{v}{V_P}\right);\qquad y=\frac{r}{v}\left(1-\frac{v}{V_S}\right)$$

În final

$$u^-=-0{,}3381815039\,r+0(v); \quad (1.136)$$

$$u^0=-0{,}3904983646\,r+0(v) \quad (1.137)$$

și

$$\lim_{v\to0}\frac{u^-}{u^\circ}=\frac{\sqrt{3}}{2}. \quad (1.138)$$

Ecuațiile (1.134) și (1.135) arată că la limită pentru $v\to0$, rezultă

$$A=2B \quad (1.139)$$

Pentru cazul acesta sînt date grafice ale potențialelor, deplasărilor și stresurilor în lucrarea lui *Burridge* și *Alterman* (1972). În aceeași lucrare mai este tratat cazul special $r_0(t)=r_0=constant$ pentru $t\to\infty$ și este dată soluția numerică generală pe care o prezentăm în cele ce urmează.

Pentru $r_0(t)$ mult mai general, este necesar ca în (1.103)÷(1.105) să se folosească t ca variabilă independentă, în locul lui $\bar{x}\equiv t-[r_0(t)/V_P]$ și $\bar{y}\equiv t-[r_0(t)/V_S]$.

În acest scop vom nota:

$$F(t)\equiv f(\bar{x}(t));\qquad G(t)\equiv g(\bar{y}(t)). \quad (1.140)$$

Atunci, pot fi făcute următoarele transformări:

$$\sigma(l)=\frac{dl}{dx}=\frac{1}{\dot{x}_0(t)};\quad \pi(l)=\frac{1}{\dot{y}_0(t)}$$

$$\frac{df}{dx}=\sigma F';\quad \frac{d^2f}{dx^2}=\sigma\dot{\sigma}F'+\sigma^2F'' \quad (1.141)$$

$$\frac{d^3f}{dx^3}=(\sigma^2\ddot{\sigma}+\sigma\dot{\sigma}^2)F'+3\sigma^2\dot{\sigma}F''+\sigma^3F'''$$

$$\frac{d^4f}{dx^4}=(\sigma^3\dddot{\sigma}+4\sigma^2\ddot{\sigma}\dot{\sigma}+\sigma\dot{\sigma}^3)F'+(4\sigma^3\ddot{\sigma}+7\sigma^2\dot{\sigma}^2)F''+6\sigma^3\dot{\sigma}F'''+\sigma^4F^{(IV)}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Pentru $G(t)$ se obțin expresii asemănătoare.

Atunci,

$$L_1 f = \frac{24F}{r_0^5} + F'\left[\frac{24\sigma}{V_P r_0^4} + \frac{10\sigma\dot{\sigma}}{V_P^2 r_0^3} + \frac{2(\sigma^2\ddot{\sigma}+\sigma\dot{\sigma}^2)}{V_P^3 r_0^2}\right] + F''\left[\frac{10\sigma^2}{V_P^2 r_0^3} + \frac{6\sigma^2\dot{\sigma}}{V_P r_0^2}\right] + F'''\cdot\frac{2\sigma^3}{V_P^3 r_0^2}; \tag{1.142}$$

$$L_3 f = \frac{72F}{r_0^5} + F'\left[\frac{72\sigma}{V_P r_0^4} + \frac{(34+3(\lambda/\mu))\,\sigma\dot{\sigma}}{V_P^2 r_0^3} + \frac{(10+3(\lambda/\mu))(\sigma^2\ddot{\sigma}+\sigma\dot{\sigma}^2)}{V_P^3 r_0^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{(2+(\lambda/\mu))(\sigma^3\dddot{\sigma}+4\sigma^2\dot{\sigma}\ddot{\sigma}+\sigma\dot{\sigma}^3)}{V_P^4 r_0}\right] + F''\left[\frac{(34+3(\lambda/\mu))\,\sigma^2}{V_P^2 r_0^3} + \frac{3(10+3(\lambda/\mu))\sigma^2\dot{\sigma}}{V_P^3 r_0^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{(2+\lambda/\mu)(4\sigma^3\ddot{\sigma}+7\sigma^2\dot{\sigma}^2}{V_P^4 r_0}\right] + F'''\left[\frac{(10+(3\lambda/\mu))\,\sigma^3}{V_P^3 r_0^2} + \frac{6(2+(\lambda/\mu))\sigma^3\dot{\sigma}}{V_P^4 r_0}\right] +$$
$$+ F^{(IV)}\frac{(2+(\lambda/\mu))\sigma^4}{V_P^4 r_0} = \dot{L_3 f} + F^{(IV)}\frac{(2+(\lambda/\mu))\sigma^4}{V_P^4 r_0}; \tag{1.143}$$

$$L_2 g = \frac{48G}{r^5} + G'\left[\frac{48\pi}{V_S r_0^4} + \frac{21\pi\dot{\pi}}{V_S^2 r_0^3} + \frac{5(\ddot{\pi}\pi^2+\dot{\pi}^2\pi)}{V_S^3 r_0^2} + \frac{(\pi^3\dddot{\pi}+4\pi^2\dot{\pi}\ddot{\pi}+\pi\dot{\pi}^3)}{V_S^4 r_0}\right] +$$
$$+ G''\left[\frac{21\pi^2}{V_S^2 r_0^3} + \frac{15\dot{\pi}\pi^3}{V_S^3 r_0^2} + \frac{(4\pi^3\ddot{\pi}+7\pi^2\dot{\pi}^2)}{V_S^4 r_0}\right] + G'''\left[\frac{5\pi^3}{V_S^3 r_0^2} + \frac{6\pi^3\dot{\pi}}{V_S^4 r_0}\right] +$$
$$+ G^{(IV)}\frac{\pi^4}{V_S^4 r_0} = \dot{L_2 g} + G^{(IV)}\frac{\pi^4}{V_S^4 r_0}; \tag{1.144}$$

$$L_4 g = 12\left\{\frac{12G}{r_0^5} + G'\left[\frac{12\pi}{V_S r_0^4} + \frac{5\pi\dot{\pi}}{V_S^2 r_0^3} + \frac{\pi^2\ddot{\pi}+\pi\dot{\pi}^2}{V_S^3 r_0^2}\right] + G''\left[\frac{5\pi^2}{V_S^2 r_0^3} + \frac{3\pi^2\dot{\pi}}{V_S^3 r_0^2}\right] + G'''\frac{\pi^2}{V_S^3 r_0^2}\right\} \tag{1.145}$$

În final, ecuațiile diferențiale au forma:

$$\sqrt{3}\mu - L_1 f + \dot{L_2 g} + \frac{d^4 G}{dt^4}\cdot\frac{\pi^4}{V_S^4 r_0} = \pm\frac{1}{\sqrt{2}}; \tag{1.146}$$

$$\mu\dot{L_3 f} - L_4 g + \frac{d^4 F}{dt^4}\cdot\frac{2+(\lambda/\mu)\sigma^4}{V_P^4 r_0} = \pm\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}}$$

În scopul studierii deviațiilor de la cazul soluției autosimilare, considerăm următoarea mișcare (cazul A):

$$r_0(t) = \begin{cases} 0{,}5\ t, \text{ pentru } 0 \leqslant t \leqslant 0{,}4 \\ 0{,}5\ t + 0{,}05\ (t-0{,}4)^2, \text{ pentru } t > 0{,}4. \end{cases} \tag{1.147}$$

Aranjamentul este autosimilar pînă la $t=0{,}4$, după care expansiunea sferei este accelerată.

Mișcarea decelerată este descrisă (cazul B):

$$r_0(t) = \begin{cases} 0{,}5\ t & , \text{ pentru } 0 \leqslant t \leqslant 0{,}4 \\ 0{,}5\ t - 0{,}05\ (t-0{,}4), & \text{pentru } 0{,}4 < t \leqslant 5{,}4 \\ 1{,}45 & , \text{ pentru } 5{,}4 < t. \end{cases} \tag{1.148}$$

Scanned with OKEN Scanner

Alt caz este dat de o variație exponențială a lui $r_0(t)$ (cazul C):

$$r_0(t)=\begin{cases}0{,}5\ t & \text{, pentru } t\leqslant 0{,}5\\ 0{,}25\ [2{,}0-e^{-2(t-0{,}5)}] & \text{, pentru } t>0{,}5.\end{cases} \tag{1.149}$$

Reprezentările grafice ale mișcărilor corespunzătoare razei $r_0(t)$ exprimată de ecuațiile (1.147) (cazul A) și (1.148) (cazul B) și compararea cu rezultatele obținute în cazul autosimilar, pentru $r_0(t)=0{,}5\ t$ arată că rezultatele pentru viteză constantă ale cazului autosimilar sînt intermediare între rezultatele pentru mișcarea accelerată și decelerată (Burridge și Alterman, 1972).

Cînd $r_0(t)$ este dat de ecuația (1.149), mișcarea este autosimilară pentru $t\leqslant 0{,}5$. După aceea, viteza de expandare a sferei descrește exponențial pînă la zero. Reprezentările grafice ale potențialelor, deplasărilor și stresurilor pentru acest caz C alături de cele corespunzătoare cazului autosimilar și de cele calculate în cazul special cînd $r_0(t)=r_0=constant$ arată că cele din cazul C sînt, la timpi mici, asemănătoare cu cele din cazul autosimilar, iar la timpi mai mari, asemănătoare cu cele din cazul $r_0(t)=constant$.

1.1.6. Sursa seismică echivalentă exploziei produse în cavitate cilindrică

În practică se folosesc foarte frecvent explozii în cavități cilindrice, forate special pe direcții verticală, orizontală sau înclinată, cu lungimi de la ordinul decimetrilor pînă la ordinul zecilor de metri. Pe lîngă exploziv, în găurile forate se găsesc, în unele cazuri, resturi ale noroiului de foraj și, în toate cazurile, se află și materialul cu care se face burajul exploziei. Burajul se face în scopul dirijării spre fundul găurii a unei părți cît mai mari din energia de explozie și în vederea eliminării (sau atenuării) undei de șoc aeriene și a undei sonore, care pot perturba înregistrarea undelor utile sau pot produce deteriorări ale unor construcții și pot avea efecte neplăcute asupra oamenilor.

După cum a arătat *Heelan* (1953), în cazul în care o presiune $p(t)$ uniformă acționează lateral pe pereții unei cavități cilindrice (în care se execută explozia) sînt generate ambele tipuri de unde (longitudinale și transversale). Cele transversale sînt de tip SV, adică sînt polarizate în planul format de direcția de propagare și axa sursei.

Rezultatele obținute de *Heelan* (1953) în urma calculului primei mișcări în undele P și S generate de explozia produsă în cavitate cilindrică, la distanțe mari în comparație cu dimensiunile sursei, sînt:

$$U_P=\frac{\Omega}{4\pi\mu V_P r}\left(1-2\frac{V_S^2}{V_P^2}\cos^2\alpha\right)\frac{d}{dt}\left[p\left(t-\frac{r}{V_P}\right)\right];$$

$$U_S=\frac{\Omega}{4\pi\mu V_S r}(\sin 2\alpha)\frac{d}{dt}\left[p\left(t-\frac{r}{V_S}\right)\right], \tag{1.150}$$

unde Ω este volumul sursei cilindrice, iar r și α reprezintă coordonatele polare ale punctului în care se consideră deplasările U_P și U_S. Adică,

Scanned with OKEN Scanner

α este unghiul pe care îl face direcția r (direcția de la centrul sursei la punctul de observație) cu axa cavității cilindrice.

Atît undele P cît și cele de tip SV, generate în asemenea condiții, au proprietăți direcționale. Se observă că amplitudinea undei P este maximă în direcția care face un unghi de 90° cu axa cavității cilindrice, iar unda SV are amplitudinea maximă în direcția care face un unghi de 45° cu această axă. Din relațiile (1.150) rezultă, de asemenea, că raportul dintre amplitudinea maximă în unda SV și amplitudinea maximă în unda P este egal cu raportul vitezelor V_P/V_S.

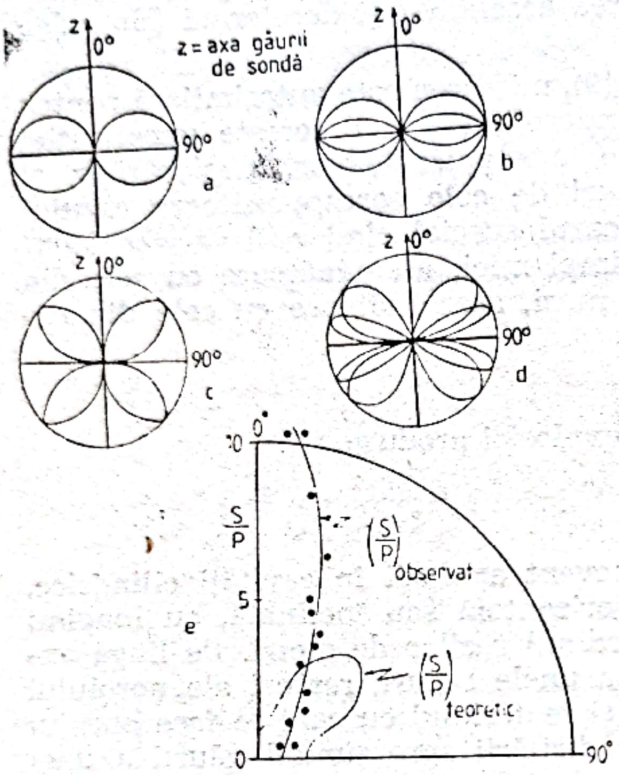


Fig. 1.9. Caracteristici de directivitate ale exploziei în cavitate cilindrică.

Reprezentările grafice din figurile 1.9 ilustrează poziția maximului principal al caracteristicilor de directivitate în funcție de unghiul α. În figurile 1.9, *a* și *b* sînt prezentate caracteristicile de directivitate ale undelor longitudinale, iar în figurile 1.9, *c* și *d*, cele ale undelor transversale. Calculul graficelor a fost făcut considerînd că în interiorul sursei acționează o presiune a cărei formă este un impuls Dirac (fig. 1.9, *a* și *c*) sau un impuls dreptunghiular (fig. 1.9, *b* și *d*). De remarcat că numărul lobilor caracteristicilor de directivitate ale undelor transversale este de regulă dublu față de cel al lobilor caracteristicilor de directivitate ale undelor longitudinale și că aceștia sînt simetrici în raport cu planul perpendicular pe axa găurii de sondă.

Măsurătorile confirmă posibilitatea generării de către o asemenea sursă a ambelor tipuri de unde (P și S), dar nu s-a obținut o concordanță bună a datelor teoretice cu cele de observație decît atunci cînd, la fundamentarea teoretică, s-a luat în considerare și materialul din gaura de sondă (materialul de buraj). S-a constatat că în acest material din cavitate ia naștere, la explozie, un puls (o undă) care, în timp ce se propagă prin gaura de sondă, generează undă transversală.

White și *Sengbush* (1963) au făcut experiențe într-o formațiune de roci omogene, cu receptoare seismice (pentru trei componente) amplasate pe pereții unor găuri de sondă, pe un dispozitiv semicircular cu centrul în centrul exploziei. S-a luat o distanță constantă între sursă și receptoare pentru a elimina efectul variației distanței asupra raportului S/P al amplitudinilor undelor S și P. S-au făcut experiențe speciale, executîndu-se împușcări la baza găurii de sondă și mai spre suprafață, pentru a observa influența pulsului prin cavitate asupra amplitudinii undelor transversale. În urma analizei datelor de observație (seismogramelor) obținute s-a constatat că sînt produse toate tipurile de unde (P, SV și SH). S-a constatat de asemenea prezența unor anomalii față de teoria solidului elastic izotrop, ca: vectorul deplasare în unda S nu este întotdeauna per-

Scanned with OKEN Scanner

pendicular pe direcția de propagare; viteza undei *SH* nu este egală cu cea a undei *SV*.

Datele de observație au permis totodată determinarea variației raportului amplitudinilor *S/P* în funcție de unghiul α format de direcția care trece prin centrul sursei și prin receptor cu axa găurii de împușcare. În figura 1.9, *e* este reprezentată grafic această variație alături de curba teoretică dată de *Heelan*. Se observă că între cele două curbe există o mare discordanță. Astfel, raportul *S/P* observat este maxim pentru unghiuri α mici și scade repede pe măsură ce α crește. Experiențele au dovedit că pulsul prin cavitate este responsabil de directivitatea de-a lungul axei găurii de împușcare ($\alpha=0$). Astfel, la explozii executate cu fluid în gaura de împușcare s-a obținut, pentru α mic, un raport *S/P* mare, iar pentru explozii fără fluid, un raport *S/P* foarte mic. Întrucît amplitudinea undei *P* a fost aceeași în ambele cazuri, rezultă că pulsul prin fluid cauzează creșterea amplitudinii undei transversale pentru unghiuri mici.

Pe seismogramele înregistrate s-a observat, de asemenea, prezența unei alte unde transversale (notată cu *S'*), care sosește puțin mai tîrziu decît unda *S* și a cărei formare are următoarea explicație. Pulsul prin cavitate este reflectat pe fundul găurii și, în timp ce se propagă ascendent, generează undă de forfecare *S'*. Întîrzierea se datorește generării ei mai tîrzii de către pulsul reflectat. Directivitatea este asemănătoare cu cea a undei *S*.

Prin urmare, unda *S* este generată datorită împușcării în cavitate cilindrică, iar pulsul prin cavitate modifică numai amplitudinea acesteia, modificare ce conduce la marea discordanță dintre caracteristica de directivitate observată față de cea teoretică (fig. 1.9, *e*). Este foarte probabil ca pulsul prin cavitate să cauzeze și producerea undei *SH*. Unda *S'* este în întregime un produs al pulsului prin cavitate.

Prin studii experimentale s-a constatat că, pentru unghiuri α mici, raportul amplitudinilor *S/P* descrește pe măsură ce încărcătura crește. Această variație a raportului *S/P* este explicată de faptul că, pentru α mic, amplitudinea undei de forfecare la receptor depinde foarte mult de pulsul prin cavitate, iar creșterea încărcăturii face să crească în special amplitudinea undei *P*. S-a constatat, de asemenea, pe cale experimentală, că, pentru $\alpha=90°$, raportul *S/P* rămîne practic constant la creșterea încărcăturii.

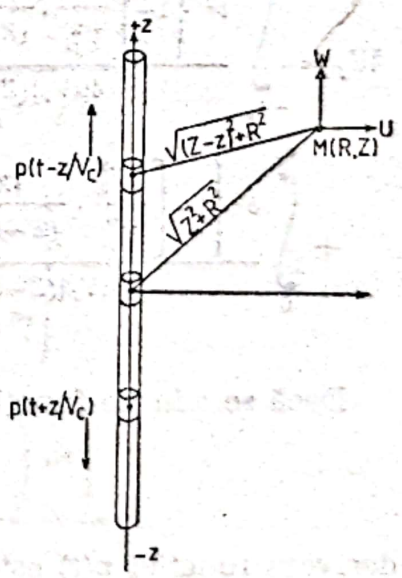


Fig. 1.10. Sursa seismică cilindrică.

Dacă o presiune $p(t)$ uniformă acționează lateral pe pereții unei cavități cilindrice (fig. 1.10), sînt generate, deci, ambele unde (*P* și *S*), iar expresiile componentelor deplasărilor provocate de un element dz al sursei, aflat în jurul originii (fig. 1.10), au, după *Heelan* (1953), următoarea formă:

$$dU_P=RF_P;\quad dW_P=Zf_P;\quad dU_S=Zf_S;\quad dW_S=Rf_S \tag{1.151}$$

unde U_P, W_P sînt componentele radială și axială ale deplasării în unda *P*;

Scanned with OKEN Scanner

U_S, W_S — componentele deplasării (radială și axială) în unda S; R și Z — coordonatele (radială și axială) unui punct M din mediu;

$$f_P = \frac{b^2 dz \left\{1 - \left[\frac{2V_S^2}{V_P^2} \cdot \frac{Z^2}{Z^2+R^2}\right]\right\}}{4\mu V_P (Z^2+R^2)} \frac{d}{dt}\left[p\left(t - \frac{\sqrt{Z^2+R^2}}{V_P}\right)\right];$$

$$f_S = \frac{b^2 ZR dz}{2\mu V_S (Z^2+R^2)^2} \frac{d}{dt}\left[p\left(t - \frac{\sqrt{Z^2+R^2}}{V_S}\right)\right], \tag{1.152}$$

unde b este raza găurii de sondă.

Întrucît undele produse de o explozie în gaura de sondă nu se datoresc numai presiunii $p(t)$ pe pereții găurii, ci și pulsului prin cavitate, este necesar ca în expresiile componentelor deplasărilor în undele P și S să fie inclus și efectul acestui puls.

Pulsul prin cavitate este definit de funcțiile $p(t-z/V_c)$ pentru $z>0$ și $p(t+z/V_c)$ pentru $z<0$, unde V_c este viteza undelor prin materialul de buraj din gaura de sondă.

În felul acesta a fost pusă problema de către *White* și *Sengbush* (1963) care, pornind de la relațiile date de *Heelan*, au stabilit expresiile deplasărilor în undele P și S generate de o sursă explozivă cilindrică.

Prezentăm rezolvarea problemei pentru una din componentele deplasării (1.151). Astfel, ținînd seamă de (1.151) și de pulsul prin gaura de sondă, componenta axială a deplasării în unda P produsă de o sursă cilindrică, are expresia

$$W_P = \int_{-z_0}^{0} \frac{b^2 \left\{1 - \left[\frac{2V_S^2}{V_P^2} \cdot \frac{(Z-z)^2}{(Z-z)^2+R^2}\right]\right\}(Z-z)}{4\mu V_P[(Z-z)^2+R^2]} \frac{d}{dt}\left[p\left(t + \frac{z}{V_c} - \frac{\sqrt{(Z-z)^2+R^2}}{V_P}\right)\right] dz +$$

$$+ \int_{0}^{z_0} \frac{b^2 \left\{1 - \left[\frac{2V_S^2}{V_P^2} \cdot \frac{(Z-z)^2}{(Z-z)^2+R^2}\right]\right\}(Z-z)}{4\mu V_P[(Z-z)^2+R^2]} \frac{d}{dt}\left[p\left(t - \frac{z}{V_c} - \frac{\sqrt{(Z-z)^2+R^2}}{V_P}\right)\right] dz \tag{1.153}$$

Dacă se admite funcția treaptă, adică

$$p(t) = \begin{cases} 1(t) & \text{pentru } t \geqslant 0 \\ 0 & \text{pentru } t < 0, \end{cases} \tag{1.154}$$

derivata funcției $p(t)$ este funcția impulsională unitate (funcția Dirac).

De aceea, în relația (1.153) se pot scrie, în locul celor două derivate ale funcției p, expresiile:

$$\delta(t-t_1) \text{ și } \delta(t-t_2),$$

în care

$$t_1 = -\frac{z}{V_c} + \frac{\sqrt{(Z-z)^2+R^2}}{V_P} \quad \text{pentru } z<0$$

$$t_2 = \frac{z}{V_c} + \frac{\sqrt{(Z-z)^2+R^2}}{V_P} \quad \text{pentru } z>0 \tag{1.155}$$

Scanned with OKEN Scanner

din care rezultă

$$dz = -\frac{dt_1}{\frac{1}{V_c}+\frac{Z-z}{V_P\sqrt{(Z-z)^2+R^2}}} \quad \text{pentru } z<0$$

$$dz = \frac{dt_2}{\frac{1}{V_c}-\frac{Z-z}{V_P\sqrt{(Z-z)^2+R^2}}} \quad \text{pentru } z>0. \tag{1.156}$$

Din (1.155) se observă că:

pentru $z=0$ rezultă $t_1=t_2=\frac{1}{V_P}\sqrt{Z^2+R^2}=t_{OP}$; (1.157)

pentru $z=-z_0$ rezultă $t_1=t_{01}$; dacă $z=-\infty$, $t_{01}=\infty$;

pentru $z=z_0$ rezultă $t_2=t_{02}$; dacă $z=\infty$, $t_{02}=\infty$.

Prin urmare, se poate scrie

$$W_P=\int_{t_{OP}}^{t_{01}} F_1(t_1)\,\delta(t-t_1)\,dt_1+\int_{t_{OP}}^{t_{02}} F_2(t_2)\,\delta(t-t_2)\,dt_2, \tag{1.158}$$

unde cu $F_1(t_1)$ și $F_2(t_2)$ s-au notat expresiile complicate de sub semnele integrală din ecuația (1.153), în care s-a ținut seama și de expresiile (1.156).

Rezolvînd integralele din (1.158), se obține

$$W_P=\frac{b^2}{4\mu}\left\{\frac{\left\{1-\left[\frac{2V_S^2}{V_P^2}\cdot\frac{(Z-z_1)^2}{(Z-z_1)^2+R^2}\right]\right\}(Z-z_1)}{\left\{\frac{V_P}{V_c}+\frac{Z-z_1}{[(Z-z_1)^2+R^2]^{1/2}}\right\}[(Z-z_1)^2+R^2]}+\right.$$

$$\left.+\frac{\left\{1-\left[\frac{2V_S^2}{V_P^2}\cdot\frac{(Z-z_2)^2}{(Z-z_2)^2+R^2}\right]\right\}(Z-z_2)}{\left\{\frac{V_P}{V_c}-\frac{Z-z_2}{[(Z-z_2)^2+R^2]^{1/2}}\right\}[(Z-z_2)^2+R^2]}\right\}, \tag{1.159}$$

unde

$$z_1=\frac{\left[\frac{V_P^2 t}{V_c}+Z\right]+\left[\left(V_P t+\frac{V_P Z}{V_c}\right)^2+\left(\frac{V_P^2}{V_c^2}-1\right)R^2\right]^{1/2}}{\frac{V_P^2}{V_c^2}-1};$$

$$z_2=\frac{\left[\frac{V_P^2 t}{V_c}-Z\right]-\left[\left(V_P t-\frac{V_P Z}{V_c}\right)^2+\left(\frac{V_P^2}{V_c^2}-1\right)R^2\right]^{1/2}}{\frac{V_P^2}{V_c^2}-1} \tag{1.160}$$

Într-un mod cu totul analog se pot obține expresiile componentelor U_P, U_S și W_S.

Scanned with OKEN Scanner

Întrucît o presiune constantă nu emite unde seismice, radiația de unde din gaura de sondă are loc datorită faptului că creșterea funcției (creșterea treptei) trece pe la fiecare element al găurii de împușcare. Unda de dilatare (unda P), sosită la un moment dat t_P într-un punct din mediu, este o sumă a radiațiilor de la punctele z_1 (sub origine) și z_2 (deasupra originei) ale sursei; aceeași observație poate fi făcută și pentru unda S.

Presiunea $p(t)$ poate avea o formă mult diferită de forma funcției treaptă. Componentele deplasării în unda produsă de o sursă în care presiunea $p(t)$ are o formă oarecare

$$p(t)=p_0 f(t), \tag{1.161}$$

pot fi obținute prin convoluție, adică

$$u(t)=p_0 \int_{-\infty}^{+\infty} U(\tau)\dot{f}(t-\tau)\mathrm{d}\tau, \tag{1.162}$$

unde: $U(t)$ este deplasarea corespunzătoare unei presiuni $p(t)=1(t)$, adică $U(t)$ este răspunsul mediului la funcția treaptă unitate aplicată în sursă; $\dot{f}(t)$ — derivata în raport cu timpul a funcției $f(t)$; $u(t)$ — deplasarea corespunzătoare unei presiuni de formă oarecare (1.161).

Prin urmare, componenta verticală a deplasării în unda P, produsă de o presiune în sursă de forma (1.161), are expresia:

$$w_P(t)=p_0 \int_{-\infty}^{+\infty} F_1(t_1)\dot{f}(t-t_1)\mathrm{d}t_1+p_0 \int_{-\infty}^{+\infty} F_2(t_2)\dot{f}(t-t_2)\mathrm{d}t_2, \tag{1.163}$$

în care funcțiile $F_1(t_1)$ și $F_2(t_2)$ sînt egale cu primul, respectiv cu al doilea termen din relația (1.159).

Expresii asemănătoare se pot obține, pe aceeași cale, pentru componentele u_P, u_S și w_S.

Vitezele V_P, V_S și V_c, modulul de rigiditate μ și amplitudinea p_0 a presiunii pot fi determinate prin măsurători speciale. Cunoscînd valorile acestor parametri, precum și mărimea razei b a găurii de împușcare, pot fi calculate funcțiile F_1 și F_2 și convoluțiile din (1.163) cu ajutorul calculatorului electronic, obținîndu-se componenta w_P a deplasării sau (cu ajutorul unor relații ce se deduc în mod analog cu modul de obținere a relației (1.163)) oricare din componentele u_P, u_S, w_S.

Rezultatele unor asemenea calcule reprezintă seismograma sintetică a undelor generate de explozia efectuată în condițiile arătate mai sus. Calculele efectuate de *White* și *Sengbush* (1963), în care s-a luat în considerare și efectul absorbției, au condus la rezultate concordante cu datele de observație.

S-a remarcat că încărcăturile care au lungime mare (încărcăturile alungite) au o eficiență seismică mai mică la explozia în sonde. În comparație cu încărcăturile sferice, cele alungite vertical produc adesea perturbații mai puternice care se propagă în direcție orizontală, fenomen ce se poate atribui efectului de directivitate cu predominanță orizontală.

Generarea ambelor tipuri de unde (P și S) cu ajutorul exploziilor în cavități cilindrice, în care este prezent materialul de buraj, ar face posibilă prospectarea seismică a subsolului folosind înregistrările undelor longitudinale și transversale. Vitezele și compoziția spectrală ale celor două

Scanned with OKEN Scanner

tipuri de unde depind de proprietățile rocilor traversate, iar această dependență poate depinde, la rîndul ei, de tipul undei. Din compararea înregistrărilor celor două tipuri de unde reflectate (longitudinale și transversale) s-ar putea obține informații interesante privind litologia. Totuși, prospectarea seismică cu ajutorul undelor transversale pare, deocamdată, mai greu de realizat, întrucît datele experimentale au arătat că aceste unde sînt atenuate (în mediul de propagare) mai mult decît undele longitudinale.

1.1.7. Explozii în cavități rectangulare

Dacă încărcătura de exploziv este introdusă într-o cavitate rectangulară, iar detonarea ei se face în centrul cavității, explozia care rezultă este echivalentă cu o rupere bilaterală (Gupta și Kisslinger, 1964). O rupere care se dezvoltă poate fi asemuită cu o falie care se propagă, cu deplasări normale la suprafața faliei. Aceasta corespunde modelului 3 al lui *Knopoff* și *Gilbert* (1960), care au calculat tablouri de radiație pentru primele mișcări în undele P și S, corespunzătoare mai multor modele de surse seismice.

Ecuațiile (12) din lucrarea lui *Knopoff* și *Gilbert* (1960) dau pentru primele mișcări într-un punct (de coordonate polare r, α) îndepărtat de sursă, următoarele expresii:

$$\vec{U}_P = \frac{1}{4\pi V_P^2} \cdot \frac{\vec{r_0}}{r}\left[\frac{V_P^2-2V_S^2}{V_P}+\frac{V_P^2-2V_S^2}{v}\cos\alpha+\right.$$
$$\left.+\frac{2V_S^2}{V_P}\sin^2\alpha\right]\delta\left(t-\frac{r}{V_P}-\frac{x'}{v}\right); \qquad (1.164)$$

$$\vec{U}_S = \frac{1}{4\pi V_S^2} \cdot \frac{\vec{\alpha_0}}{r}\left[\frac{2V_S^2-V_P^2}{v}\sin\alpha+\right.$$
$$\left.+\frac{2V_S^2\sin\alpha\cos\alpha}{V_S}\right]\delta\left(t-\frac{v}{V_S}-\frac{x'}{v}\right), \qquad (1.165)$$

în care: $\vec{U}_P$ și $\vec{U}_S$ sînt vectorii deplasare asociați cu intrarea undelor P și S; $\alpha=0$ — direcția falierii; v — viteza de propagare a ruperii; δ — funcția Dirac; $\vec{r_0}$ și $\vec{\alpha_0}$ — vectorii unitate în direcțiile de creștere ale lui r și α; $(x', 0)$ — coordonatele punctului sursă pe suprafața de rupere.

Primele mișcări în undele P și S datorate unei propagări similare a ruperii în direcție opusă pot fi obținute prin substituirea lui α cu $\alpha+\pi$ în ecuațiile (1.164) și (1.165). Mișcarea rezultantă pentru ruperea bilaterală poate fi obținută prin suprapunerea acestor două soluții. Se obțin, în acest mod, următoarele expresii ale primelor mișcări rezultante în undele P și S.

$$\vec{U}_P = \frac{\vec{r_0}}{2\pi V_P r}\left(1-2\frac{V_S^2}{V_P^2}\cos^2\alpha\right)\delta\left(t-\frac{r}{V_P}-\frac{x'}{v}\right); \qquad (1.166)$$

$$\vec{U}_S = \frac{\vec{\alpha_0}}{2\pi V_S r}(\sin 2\alpha)\,\delta\left(t-\frac{r}{V_S}-\frac{x'}{v}\right); \qquad (1.167)$$

$$\frac{|U_S|_{max}}{|U_P|_{max}} = \frac{|S|_{max}}{|P|_{max}} = \frac{V_P}{V_S}. \qquad (1.168)$$

Scanned with OKEN Scanner

Pentru coeficientul Poisson $\nu=0{,}25$ (adică $V_P^2=3\,V_S^2$), rezultă

$$\vec{U}_P=\frac{\vec{r_0}}{6\pi V_P r}\,(1+2\sin^2\alpha)\,\delta\left(t-\frac{r}{V_P}-\frac{x'}{v}\right); \tag{1.169}$$

$$\vec{U}_S=\frac{\vec{\alpha_0}}{2\pi V_S r}\,(\sin 2\alpha)\,\delta\left(t-\frac{r}{V_S}-\frac{x'}{v}\right). \tag{1.170}$$

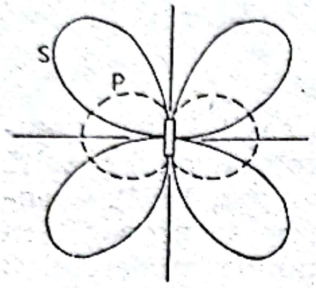


Fig. 1.11. Caracteristică de directivitate a exploziei în cavitate rectangulară.

Modelul de radiație pentru ruperea bilaterală, adică cel dat de ecuațiile (1.166) și (1.167) sau de (1.169) și (1.170) nu depinde de viteza v de propagare a ruperii (în cazul faliei bilaterale există această dependență) și are forma prezentată în figura 1.11. Modelul de radiație în unda P prezintă compresie pentru toate azimuturile.

Se observă că deplasările corespunzătoare exploziei în cavități rectangulare (ecuațiile 1.166—1.170) depind de α în același mod în care depind deplasările (1.150) corespunzătoare modelului de explozie în cavitate cilindrică dat de *Heelan*. Prin urmare, modelele de radiație în cele două cazuri sînt identice atît pentru primele mișcări în unda P cît și pentru cele în unda S (a se compara fig. 1.9, *a* și 1.9, *c* cu fig. 1.11). De asemenea, ambele tipuri de surse au același factor de atenuare geometrică ($1/r$) și același raport dintre amplitudinea maximă în unda S și amplitudinea maximă în unda P.

Teoria lui Heelan este suficient de precisă cînd lungimea cavității cilindrice este mult mai mare decît raza ei, iar lungimile de undă implicate sînt mari în comparație cu lungimea cavității. Aceste considerații arată că ruperea bilaterală este echivalentă cu sursa cilindrică de „cavitate echivalentă", cel puțin în cazul modelelor de radiație pentru primele mișcări în undele P și S.

Pentru a studia modelele de radiație ale undelor P și S au fost făcute experimente executînd în laborator mici explozii în cavități rectangulare. Au fost utilizate modele seismice bidimensionale, iar pentru a aproxima un mediu omogen infinit au fost folosite foi subțiri mari de aluminiu și plexiglas. Detaliile asupra tehnicii experimentale sînt descrise în lucrarea lui *Gupta* și *Kisslinger* (1964).

Comparația între modelele de radiație observate și cele teoretice, pentru undele P și S, arată o concordanță bună atît în forma modelului de radiație cît și în direcția primei mișcări. Totuși, mărimea observată a mișcării în unda P este mult mai mare decît aceea a mișcării în unda S.

1.2. Funcții de transfer și modele analogice și digitale ale procesului de explozie în roci

Această problemă a fost abordată pentru prima dată de *Enescu* și *Cîndea* (1970, 1971), care au dedus funcția de transfer și au calculat și proiectat modele analogice electronice ale procesului de explozie (în

Scanned with OKEN Scanner

cavitate sferică) generator de unde longitudinale. Într-un mod asemănător, *Enescu et al.* (1973 b) au rezolvat problema pentru sursa explozivă sferică generatoare de unde longitudinale și transversale. Doi ani mai tîrziu, *Enescu et al.* (1975) au simulat digital procesul de explozie, generator de unde longitudinale și transversale.

1.2.1. Funcții de transfer ale procesului de explozie în roci

Întrucît forma presiunii care acționează în sursă pare să fie bine exprimată de relațiile (1.69), s-au luat în considerare, în cele ce urmează, relațiile (1.70) și (1.71). De fapt, funcția de transfer a unui sistem liniar nu depinde de semnalul la intrare.

Transformatele Fourier ale funcțiilor (1.69) au forma:

$$\mathcal{F}[P(t)]=S_P(\omega)=\frac{P_0}{h_P+i\omega} \tag{1.171}$$

$$\mathcal{F}[S(t,\alpha)]=S_S(\omega)=\frac{S_0\sin\alpha}{h_S+i\omega} \tag{1.172}$$

Ținînd seama de scopul acestui subcapitol, putem neglija decalajele în timp (vezi relațiile (1.160)): $\Delta t_P=\frac{r-r_{OP}}{V_P}$ și $\Delta t_S=\frac{r-r_{OS}}{V_S}$. În acest caz, transformatele Fourier ale funcțiilor (1.70) și (1.71) sînt:

$$\mathcal{F}[U_P(t)]=S_{U_P}(\omega)=\frac{r_{OP}^3P_0}{4\rho V_S^2r^2}\left[\frac{V_S^2}{V_P^2-V_S^2}+1\right]\left[\frac{1}{h_P+i\omega}-\right.$$
$$\left.-\frac{h_P+i\omega}{(h_P+i\omega)^2+(\omega'_{OP})^2}\right]+\frac{r_{OP}^2P_0}{2\rho V_Sr\sqrt{V_P^2-V_S^2}}\left[\frac{\omega'_{OP}}{(h_P+i\omega)^2+(\omega'_{OP})^2}+\right.$$
$$\left.+\frac{h_P(h_P+i\omega)}{\omega'_{OP}(h_P+i\omega)^2+(\omega'_{OP})^3}-\frac{h_P}{\omega'_{OP}(h+i\omega)}\right]; \tag{1.173}$$

$$\mathcal{F}[U_S(t)]=S_{U_S}(\omega)=\frac{4r_{OS}^2S_0\sin\alpha}{3\rho V_S^2r^2}\left[\frac{1}{h_S+i\omega}-\right.$$
$$\left.-\frac{h_S+i\omega}{(h_S+i\omega)^2+(\omega'_{OS})^2}\right]+\frac{2r_{OS}^2}{\sqrt{3}\rho V_S^2r}\left[\frac{\omega'_{OS}}{(h_S+i\omega)^2+(\omega'_{OS})^2}+\right.$$
$$\left.+\sqrt{3}\,\frac{h_S+i\omega}{(h_S+i\omega)^2+(\omega'_{OS})^2}-\frac{h_S}{h_S+i\omega}\right] \tag{1.174}$$

După cîteva calcule simple, ,se obține următoarea expresie a funcției de transfer „totale" a sursei sferice explozive generatoare de unde longitudinale și transversale

$$Q(\omega)=Q_P(\omega)+Q_S(\omega)=Q_{P,\,1}(\omega)+Q_{P,\,2}(\omega)+Q_{S,\,1}(\omega)+Q_{S,\,2}(\omega), \tag{1.175}$$

Scanned with OKEN Scanner

unde

$$Q_{P,1}(\omega)=\frac{S_{U_{P,1}}(\omega)}{S_{P_1}(\omega)}=\frac{(V_S/r_{OP})i\omega}{\omega_{OP}^2-\omega^2+2i\omega h_P}; \tag{1.176}$$

$$Q_{P,2}(\omega)=\frac{S_{U_{P,2}}(\omega)}{S_{P_1}(\omega)}=\frac{q_P\omega_{OP}^2}{\omega_{OP}^2-\omega^2+2i\omega h_P}; \tag{1.177}$$

$$Q_{S,1}(\omega)=\frac{S_{U_{S,1}}(\omega)}{S_{S_1}(\omega)}=\frac{(V_S/r_{OS})i\omega}{\omega_{OS}^2-\omega^2+2i\omega h_S}; \tag{1.178}$$

$$Q_{S,2}(\omega)=\frac{S_{U_{S,2}}(\omega)}{S_{S_1}(\omega)}=\frac{q_S\omega_{OS}^2}{\omega_{OS}^2-\omega^2+2i\omega h_S} \tag{1.179}$$

S-au folosit notațiile:

$$q_P=\frac{r_{OP}V_P}{4rV_S};\quad q_S=\frac{r_{OS}}{3r};\quad Q_P(\omega)=\frac{S_{U_P}(\omega)}{S_{P_1}(\omega)};$$

$$Q_S(\omega)=\frac{S_{U_S}(\omega)}{S_{S_1}(\omega)};\quad S_{U_P}(\omega)=S_{U_{P,1}}(\omega)+S_{U_{P,2}}(\omega); \tag{1.180}$$

$$S_{U_S}(\omega)=S_{U_{S,1}}(\omega)+S_{U_{S,2}}(\omega)$$

Funcțiile $S_{P_1}(\omega)$ și $S_{S_1}(\omega)$ sînt spectrele complexe (transformatele Fourier) ale funcțiilor:

$$P_1(t)=\frac{r_{OP}^2}{\rho r V_P V_S}P(t);\quad S_1(t,\alpha)=\frac{r_{OS}^2}{\rho r V_S^2}S(t,\alpha). \tag{1.181}$$

Funcția de transfer $Q(\omega)$ exprimată de relațiile (1.175)—(1.180), a fost dedusă determinînd raportul dintre spectrul semnalului la ieșirea sistemului sursă (răspunsul mediului la forțele aplicate în sursă) și spectrul semnalului la intrarea acestui sistem. Semnalul la intrare este reprezentat de funcțiile $P(t)$ și $S(t,\alpha)$, iar răspunsul mediului, de deplasările $U_P(t)$ și $U_S(t)$.

1.2.2. Modele analogice electronice ale procesului de explozie în roci

Relațiile (1.176)—(1.179) exprimă totodată și funcțiile de transfer a patru filtre electrice ale căror ecuații diferențiale au forma:

$$\frac{d^2U_{P,1}}{dt^2}+2h_P\frac{dU_{P,1}}{dt}+\omega_{OP}^2U_{P,1}(t)=\frac{V_S}{r_{OP}}\frac{dP_1}{dt}; \tag{1.182}$$

$$\frac{d^2U_{P,2}}{dt^2}+2h_P\frac{dU_{P,2}}{dt}+\omega_{OP}^2U_{P,2}(t)=q_P\omega_{OP}^2P_1(t); \tag{1.183}$$

$$\frac{d^2U_{S,1}}{dt^2}+2h_S\frac{dU_{S,1}}{dt}+\omega_{OS}^2U_{S,1}(t)=\frac{V_S}{r_{OS}}\frac{dS_1}{dt}; \tag{1.184}$$

$$\frac{d^2U_{S,2}}{dt^2}+2h_S\frac{dU_{S,2}}{dt}+\omega_{OS}^2U_{S,2}(t)=q_S\omega_{OS}^2S_1(t,\alpha) \tag{1.185}$$

Scanned with OKEN Scanner

Funcțiile de transfer (1.176) și (1.178) și ecuațiile diferențiale (1.182) și (1.184) descriu filtre electrice de rezonanță, iar funcțiile (1.177) și (1.179) și ecuațiile (1.183) și (1.185) reprezintă filtre electrice trece-jos.

În figura 1.12 este prezentat unul din modelele electronice cu ajutorul cărora poate fi simulat procesul de explozie generator de unde longitudinale și transversale. În scopul atenuării inducțiilor reciproce dintre diferitele circuite reprezentate în figura 1.12, sînt folosite circuite separatoare cu tranzistoare. Un asemenea circuit, denumit și etaj repetor pe emiter, are rezistența de intrare mare și rezistența de ieșire mică, amplifică curentul și nu are amplificare de tensiune dacă se respectă anumite condiții.

Pentru calculul parametrilor electrici ai modelului a trebuit să se ia în considerare o serie de condiții. Valorile atribuite diferiților parametri electrici (rezistențe, capacități, inductanțe) trebuie să acopere o gamă cît mai largă în scopul simulării procesului real pentru un cît mai larg domeniu de valori ale parametrilor mediului și exploziei. Respectarea acestei condiții de bază este limitată într-o oarecare măsură de necesitatea alegerii acelor valori ale parametrilor electrici care să permită construirea modelului.

Funcțiile $P_1(t)$ și $S_1(t)$ pot fi simulate cu ajutorul unor circuite RC notate în figura 1.12 cu *I* și *II*. La intrarea acestor circuite sînt aplicate tensiunile electrice constante P_{01} și S_{01}, iar la ieșirea lor se obțin funcțiile:

$$P_1(t)=P_{01}e^{-t/\theta_P};\ S_1(t)=S_{01}e^{-t/\theta_S},$$

unde

$$\theta_P=\frac{1}{h_P}=R_{t,P}C_{14}=\frac{r_{OP}V_P}{2V_S^2};\ \theta_S=\frac{1}{h_S}=R_{t,S}C_{15}=\frac{2r_{OS}}{3V_S}, \qquad (1.186)$$

în care

$$R_{t,P}=\frac{R_{15}R_{i,8}}{R_{15}+R_{i,8}};\ R_{t,S}=\frac{R_{17}R_{i,7}}{R_{17}+R_{i,7}}; \qquad (1.187)$$

$$R_{i,7}=h_{11e}^{(7)}+h_{21e}^{(7)}R_{18};\ R_{i,8}=h_{11e}^{(8)}+h_{21e}^{(8)}R_{16} \qquad (1.188)$$

Mărimile $R_{i,7}$, $h_{11e}^{(7)}$, $h_{21e}^{(7)}$ caracterizează repetorul pe emiter T_7; $R_{i,8}$, $h_{11e}^{(8)}$, $h_{21e}^{(8)}$ — repetorul pe emiter T_8; $R_{i,7}$ și $R_{i,8}$ — rezistențele de intrare; $h_{11e}^{(7)}$ și $h_{11e}^{(8)}$ — impedanțele de intrare; $h_{21e}^{(7)}$ și $h_{21e}^{(8)}$ — raporturile de transfer în curent.

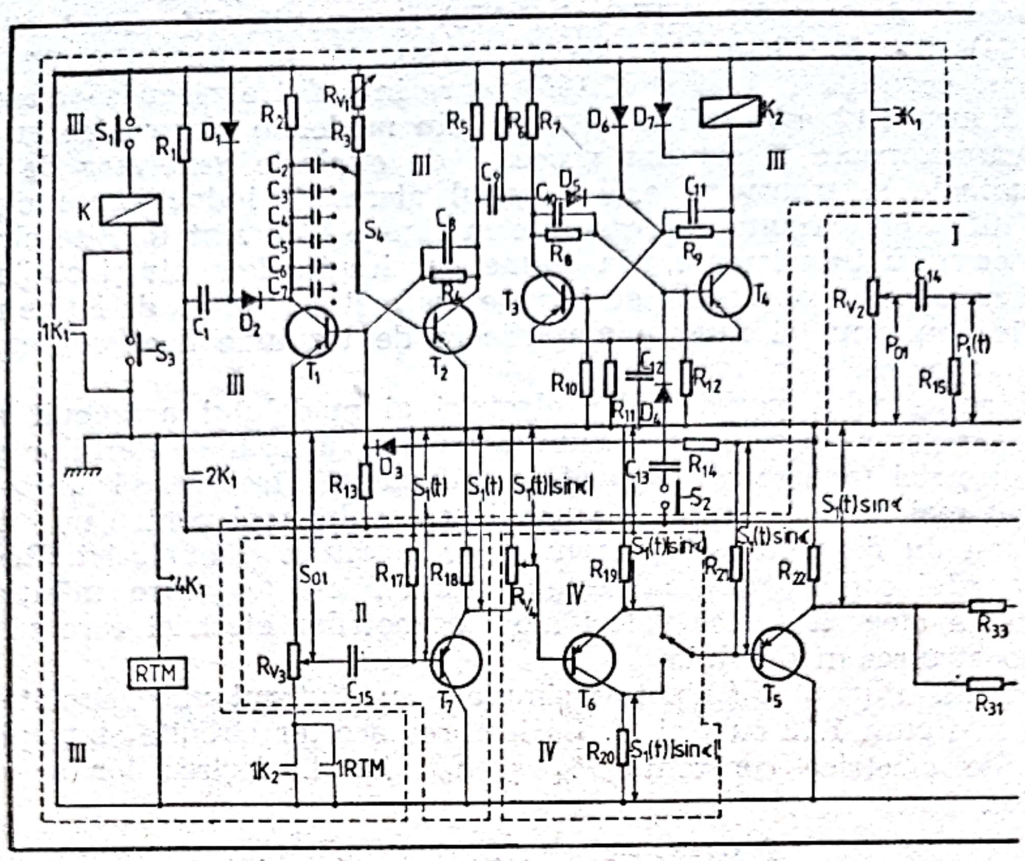
Este cunoscut că amplificarea de tensiune a repetorului pe emiter este aproximativ egală cu unitatea dacă se respectă condiția

$$h_{21e}^{(7)}R_{18}\gg h_{11e}^{(7)}\ \text{sau}\ h_{21e}^{(8)}R_{16}\gg h_{11e}^{(8)} \qquad (1.189)$$

Pentru parametrii R_{16}, R_{18}, C_{14}, C_{15}, $h_{11e}^{(7)}$, $h_{21e}^{(7)}$, $h_{11e}^{(8)}$ și $h_{21e}^{(8)}$ s-au ales astfel de valori încît să fie satisfăcută condiția (1.189). Rezistențele $R_{t,P}$ și $R_{t,S}$ pot fi calculate cu ajutorul formulelor (1.186) dînd diferite valori parametrilor r_{OP}, r_{OS}, V_P și V_S. Cunoscînd rezistențele $R_{t,P}$ și $R_{t,S}$ și calculînd cu ajutorul formulelor (1.188) rezistențele $R_{i,7}$ și $R_{i,8}$, se pot calcula rezistențele R_{15} și R_{17}.

Partea *III* a schemei (fig. 1.12) deschide calea pentru unda longitudinală și decalează deschiderea drumului pentru unda transversală. Acest decalaj, notat cu Δt, reprezintă diferența dintre timpii de sosire ai celor două unde într-un punct oarecare al mediului, adică $\Delta t=r/V_S-r/V_P$.

Scanned with OKEN Scanner



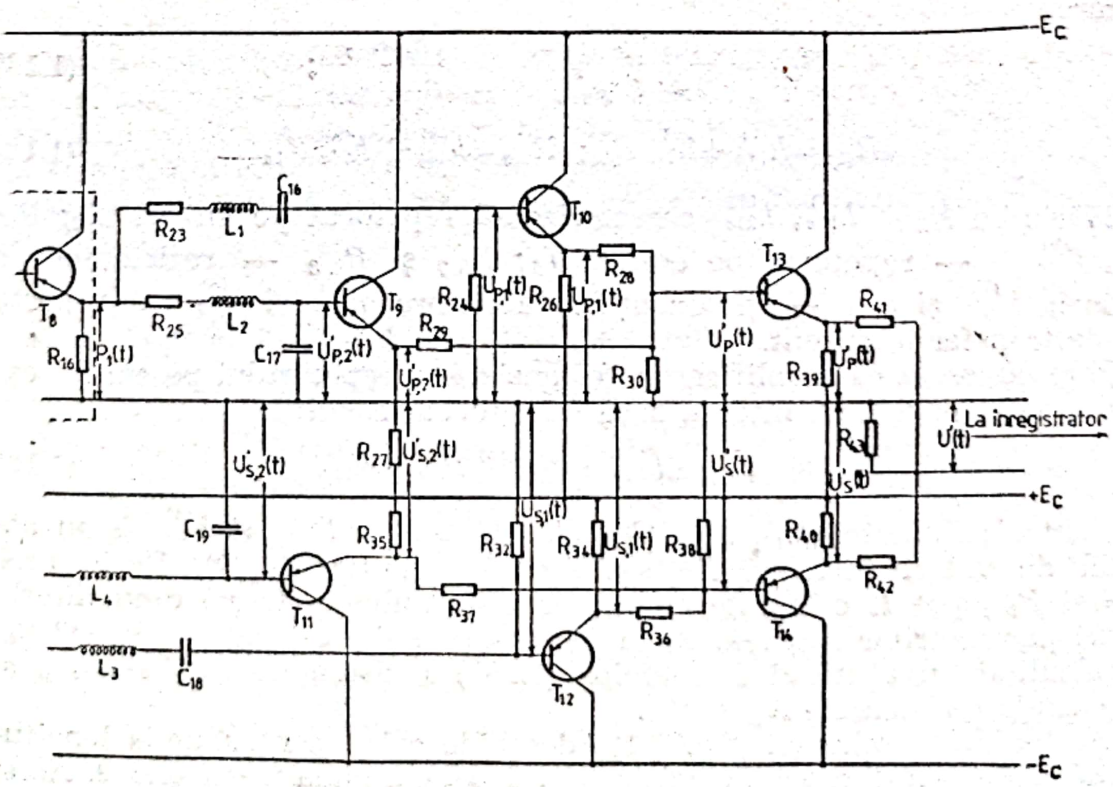


Fig. 1.12. Model electronic pentru simularea exploziei generatoare de unde *P* și *S*.

Scanned with OKEN Scanner

În realitate, cele două unde sînt generate simultan. Din cauza diferenței dintre vitezele lor de propagare, cele două unde sosesc într-un punct oarecare al mediului la timpi diferiți. În modelul prezentat în figura 1.12 se realizează acest decalaj la începutul schemei și nu la sfîrșitul ei. Rezultatul final este însă același, independent de plasarea circuitului de decalare.

Pentru a obține funcția $S_1(t, \alpha)=S_{01}e^{-h_s t}\sin\alpha$ s-a introdus circuitul *IV* (fig. 1.12), care efectuează multiplicarea funcției $S_1(t)=S_{01}e^{-h_s t}$ cu $\sin\alpha$.

Circuitul separator cu tranzistorul T_5 are rolul de atenuare a inducției reciproce dintre circuitul de multiplicare și filtre.

Calculul parametrilor filtrelor de rezonanță poate fi făcut cu ajutorul formulelor:

$$R_{24}=\frac{V_S}{r_{OP}}L_1;\quad C_{16}=\frac{r_{OP}^2}{4V_S^2L_1};\quad R_{23}=\frac{4-K}{K}R_{24};$$

$$K=V_P/V_S;\quad R_{32}=\frac{V_S}{r_{OS}}L_3;\quad C_{18}=\frac{r_{OS}^2}{3V_S^2L_3}; \tag{1.190}$$

$$R_{31}=\frac{2V_S}{r_{OS}}L_3.$$

Aceste formule rezultă din analogiile făcute între ecuațiile (1.182), (1.184) și ecuațiile care descriu cele două filtre electrice de rezonanță prezentate în schema din figura 1.12.

Formulele pentru calculul parametrilor filtrelor trece-jos se obțin într-un mod asemănător:

$$R_{25}=\frac{4V_S^2}{r_{OP}V_P}L_2;\quad C_{17}=\frac{r_{OP}^2}{4V_S^2L_2};\quad U'_{P,2}(t)=\frac{U_{P,2}(t)}{q_P}; \tag{1.191}$$

$$R_{33}=\frac{3V_S}{r_{OS}}L_4;\quad C_{19}=\frac{r_{OS}^2}{3V_S^2L_4};\quad U'_{S,2}(t)=\frac{U_{S,2}(t)}{q_S}.$$

După cum se observă, valorile inductanțelor L_1, L_2, L_3 și L_4 trebuie să fie adoptate; ceilalți parametri electrici (rezistențe, capacități) ai filtrelor de rezonanță și trece-jos pot fi calculați cu ajutorul formulelor (1.190) și (1.191) în funcție de dimensiunile sursei și parametrii fizici ai mediului în care are loc explozia.

Insumarea tensiunilor electrice $U_{P,1}(t)$ și $U_{P,2}(t)$ este făcută cu ajutorul circuitului care conține rezistențele R_{28}, $R_{29}=R_{28}/q_P$ și R_{30}; circuitul care conține rezistențele R_{36}, $R_{37}=R_{36}/q_S$, și R_{38} face însumarea tensiunilor electrice $U_{S,1}(t)$ și $U_{S,2}(t)$. După un scurt calcul rezultă:

$$U'_P(t)=m_P[U_{P,1}(t)+q_P U'_{P,2}(t)]=m_P[U_{P,1}(t)+U_{P,2}(t)]=m_P U_P(t) \tag{1.192}$$

$$U'_S(t)=m_S[U_{S,1}(t)+q_S U'_{S,2}(t)]=m_S[U_{S,1}(t)+U_{S,2}(t)]=m_S U_S(t),$$

unde

$$m_P=\frac{R_{30}}{R_{28}+(1+q_P)R_{30}};\quad m_S=\frac{R_{38}}{R_{36}+(1+q_S)R_{38}}.$$

Scanned with OKEN Scanner

În scopul înregistrării pe aceeași trasă a tensiunilor $U_P'(t)$ și $U_S'(t)$, care sînt decalate în timp cu mărimea Δt, este folosit circuitul care conține rezistențele R_{41}, $R_{42}=R_{41}$ și R_{43}. În final rezultă tensiunea

$$U'(t)=m[U_P'(t)+U_S'(t)], \tag{1.193}$$

unde

$$m=\frac{R_{43}}{R_{41}+2R_{43}}.$$

În scopul atenuării inducției reciproce dintre circuitele sumatoare și cele patru filtre, sînt introduse în schemă (fig. 1.12) circuitele separatoare cu tranzistoarele T_9, T_{10}, T_{11}, T_{12}, T_{13} și T_{14}. Pentru parametrii acestor tranzistoare și pentru rezistențele R_{26}, R_{27}, R_{34}, R_{35}, R_{39}, R_{40} trebuie adoptate valori care să respecte condiții de tipul (1.189).

Cu ajutorul sistemului a cărui schemă este prezentată în figura 1.12 pot fi simulate exploziile pentru domenii ale valorilor parametrilor mediului și exploziei care nu sînt prea largi.

Exploziile subterane generatoare de unde longitudinale și transversale pot fi simulate, de asemenea, cu ajutorul sistemului a cărui schemă este prezentată în figura 1.13. Pentru simularea funcțiilor $P_1(t)$ și $S_1(t)$ se pot folosi scheme care furnizează la ieșire tensiuni exponențiale. O astfel de schemă este reprezentată de un circuit integrator de constantă h_P sau h_S și tensiuni inițiale P_{01} și S_{01}, la care s-a conectat direct ieșirea cu intrarea (fig. 1.13). Aceste circuite simulează funcțiile $P_1(t)=P_{01}e^{-h_P t}$ și $S_1(t)=S_{01}e^{-h_S t}$ dacă sînt satisfăcute următoarele condiții:

$$h_P=\frac{2V_S^2}{r_{OP}V_P}=\frac{1}{R_1C_1};\quad h_S=\frac{3V_S}{2r_{OS}}=\frac{1}{R_8C_4}. \tag{1.194}$$

Releul K (fig. 1.13) are două contacte. Contactul $1K_A$ deschide calea pentru unda longitudinală și contactul $2K_A$ alimentează releul RTM de

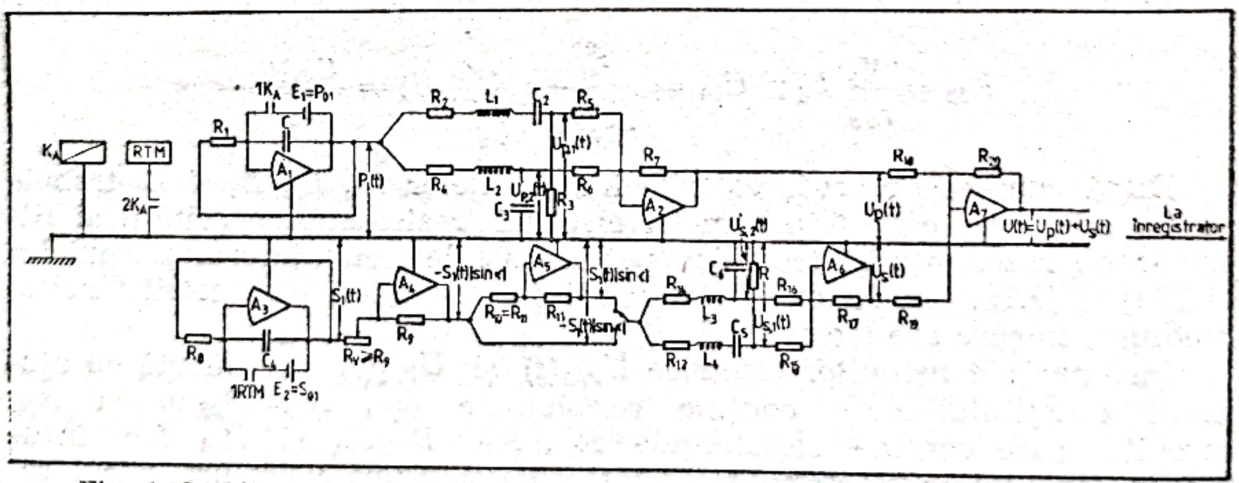


Fig. 1.13. Alt model electronic pentru simularea exploziei generatoare de unde P și S.

întîrziere. După scurgerea decalajului de timp Δt fixat la RTM, acesta conectează contactul său 1 RTM care deschide calea pentru unda transversală.

Multiplicarea funcției $S_1(t)$ cu $\sin\alpha$ este făcută cu ajutorul unui multiplicator care conține amplificatorul operațional A_4, rezistența R_9 și rezistența variabilă $R_v \geqslant R_9$. Din schemă rezultă $|\sin\alpha|=R_9/R_v$.

Scanned with OKEN Scanner

Inversorul alcătuit din elementele A_5, R_{10} și $R_{11}=R_{10}$ este necesar pentru obținerea valorilor pozitive ale produsului $S_1(t)$, sin α. Circuitele care reprezintă filtrele de rezonanță și trece-jos sînt aceleași cu cele prezentate în figura 1.12.

Întrucît cele trei sumatoare fac operațiile arătate în figura 1.13, este necesară satisfacerea condițiilor:

$$R_7=R_5;\ R_{17}=R_{15};\ R_6=R_7/q_P;$$
$$R_{16}=R_{17}/q_S;\ R_{18}=R_{19}=R_{20}. \tag{1.195}$$

Ecuațiile diferențiale (1.182)—(1.185) descriu procesul de explozie pentru orice formă a funcțiilor $P(t)$ și $S(t)$, întrucît ele rezultă din funcția de transfer a sursei, care rămîne aceeași indiferent de forma semnalului la intrare (sistemul fiind liniar). Prin urmare, schemele prezentate în figurile 1.12 și 1.13 sînt valabile pentru orice formă a funcțiilor $P(t)$ și $S(t)$, cu condiția ca generatorii de funcții să fie schimbați.

1.2.3. Simulări digitale ale procesului de explozie generator de unde longitudinale și transversale

Problema modelării procesului de explozie poate fi rezolvată și cu ajutorul calculatoarelor analogice (Enescu și Cîndea, 1970, 1971) sau prin simulare digitală (Enescu et al., 1975). Întrucît studiul modelelor privind procesul de explozie poate fi mai bine făcut prin tehnici digitale, prezentăm mai jos rezultatele obținute privind simularea digitală a acestui proces, așa cum a fost ea realizată de *Enescu et al.* (1975).

Să scriem ecuațiile (1.182)—(1.185) sub forma:

$$\dot{U}_{P,1}(t)=A_3P_1(t)-A_1U_{P,1}(t)-A_2\int_0^t U_{P,1}(t)dt;$$
$$\ddot{U}_{P,2}(t)=A_4P_1(t)-A_1\dot{U}_{P,2}(t)-A_2U_{P,2}(t); \tag{1.196}$$
$$\dot{U}_{S,1}(t)=B_3S_1(t)-B_1U_{S,1}(t)-B_2\int_0^t U_{S,1}(t)dt;$$
$$\ddot{U}_{S,2}(t)=B_4S_1(t)-B_1\dot{U}_{S,2}(t)-B_2U_{S,2}(t),$$

unde

$$A_1=2h_P;\ A_2=\omega_{0P}^2;\ A_3=V_S/r_{0P};\ A_4=q_P\omega_{0P}^2;$$
$$B_1=2h_S;\ B_2=\omega_{0S}^2;\ B_3=V_S/r_{0S};\ B_4=q_S\omega_{0S}^2. \tag{1.197}$$

În scopul simulării procesului de generare a ambelor tipuri de unde (P și S) cu ajutorul exploziilor subterane, produse în cavități sferice și descrise de setul de ecuații (1.196), s-a folosit limbajul CSMP 1130 orientat spre aplicație la calculatorul IBM 1130.

Diagrama-bloc (fig. 1.14) pentru setul de ecuații diferențiale (1.196) este obținută prin interconectarea unui număr de blocuri funcționale admise în limbajul CSMP 1130. Fiecare bloc de pe diagrama de simulare

Scanned with OKEN Scanner

este identificat prin „numărul blocului" indicat pe diagrama bloc în interiorul simbolului de element (fig. 1.14). Elementii marcați prin numerele *3—8* sînt sumatoare, elementii *9—16* și *17—24* reprezintă integratoare și, respectiv, inversoare de semn. Blocurile *1* și *2* sînt elemenți speciali pentru obținerea formei dorite a presiunii aplicate în sursă.

Pentru a vedea în ce măsură răspunsul mediului (forma oscilației generate) depinde de forma presiunii aplicate în sursă, au fost efectuate

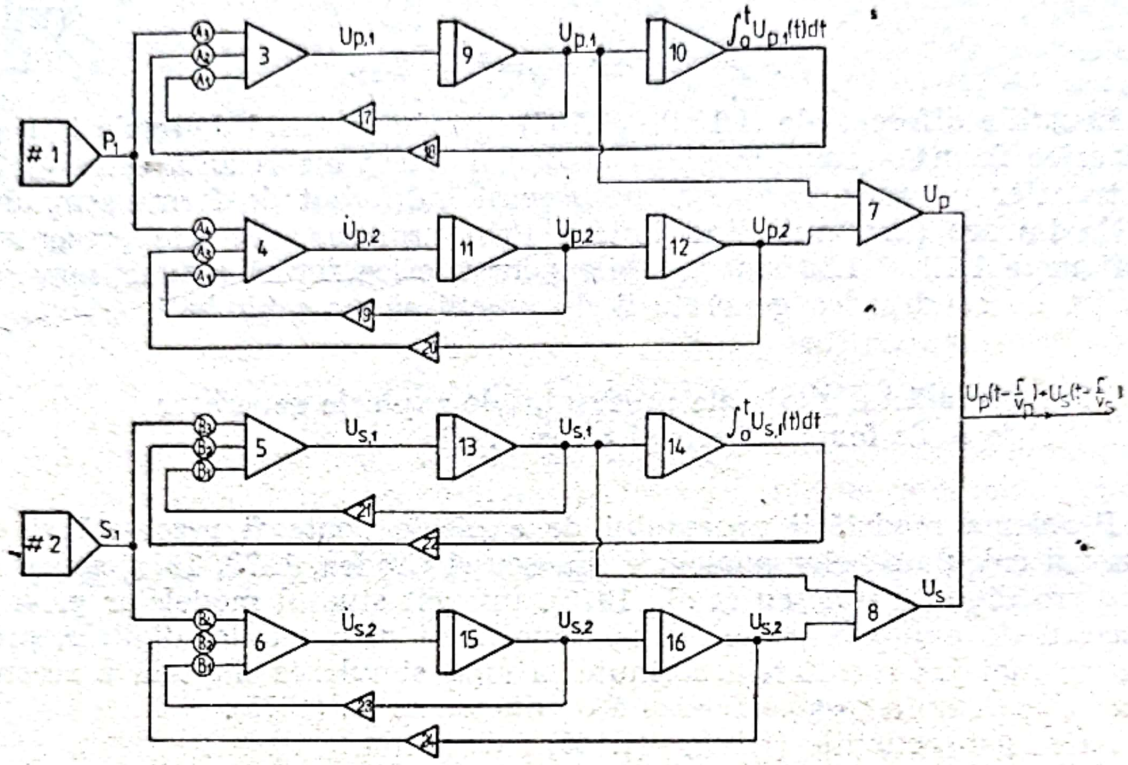


Fig. 1.14. Bloc-diagramă pentru simularea digitală a exploziei generatoare de unde *P* și *S*.

simulări pentru diferite tipuri de presiuni. În cazul folosirii funcției treaptă (fig. 1.15, *a*), blocurile *1* și *2* sînt de tipul *k* (constant). Cînd se aplică presiuni de forma celor reprezentate în figurile 1.15, *b*—1.15, *e* s-a definit un element special descris de PAR $1.e^{-PAR\,2\cdot t}$. Forma presiunii arătată în figura 1.15, *f* a fost realizată folosind diagrama din figura 1.16, care simulează funcția de transfer a unui sistem de ordinul doi ce are la intrare o funcție treaptă. Funcția de transfer are forma:

$$y(s)=\frac{\frac{\omega_n^2}{z}(s+z)}{s^2+2\xi\omega_n s+\omega_n^2} \tag{1.198}$$

În figura 1.16 s-a folosit notațiile:

$$C_1=\omega_n^2;\ C_2=-\omega_n^2;\ C_3=\frac{\omega_n^2}{z};\ C_4=-2\xi\omega_n. \tag{1.199}$$

Conform relațiilor binecunoscute (Călin, 1967), pentru sistemul de ordinul doi s-a considerat:

$$\xi=0{,}2;\ \omega_n=300;\ z=150.$$

Scanned with OKEN Scanner

Simularea procesului de generare a undelor longitudinale şi transversale a fost făcută pentru următoarele valori ale parametrilor ce caracterizează sursa şi mediul în care are loc explozia:

$$P_0=S_0=10^8 \text{ dyn/cm}^2;\ r_{OP}=r_{OS}=10^4 \text{ cm};$$
$$V_P=5\cdot10^5 \text{ cm/s};\ V_S=3\cdot10^5 \text{ cm/s};\ \rho=2{,}5 \text{ g/cm}^3. \qquad (1.200)$$

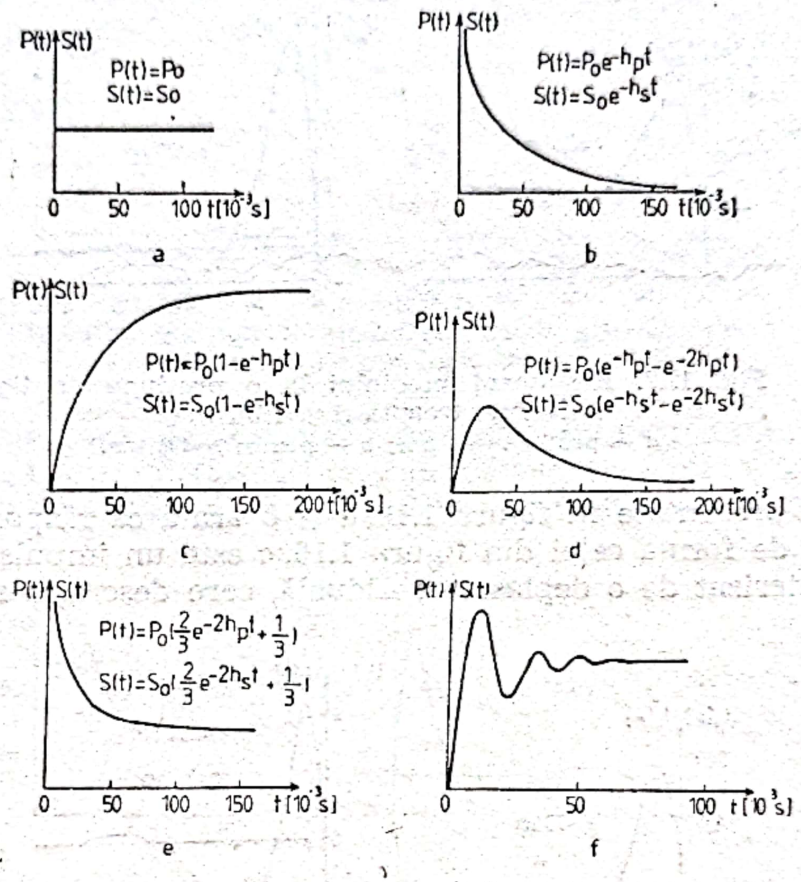


Fig. 1.15. Diferite forme posibile ale funcţiilor $P(t)$ şi $S(t)$.

Răspunsul mediului la diferite tipuri de presiuni aplicate în sursă a fost determinat pentru următoarele distanţe r de la centrul sursei: 0,3 km; 0,5 km; 1 km; 5 km; 10 km; 100 km şi 1000 km. În felul acesta au fost obţinute 84 de impulsuri care reprezintă răspunsul mediului pentru cazurile menţionate mai sus. Din aceste 84 de impulsuri numai 12 sînt discutate mai jos, adică două cazuri pentru fiecare tip de presiune aplicată în sursă.

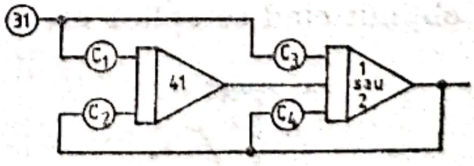


Fig. 1.16. Diagramă pentru simularea funcţiei de transfer (1.198).

Acţiunea în sursă a unei presiuni de tip funcţie treaptă (fig. 1.15, *a*) dă naştere unei deplasări de forma celei prezentate în figura 1.17. Răs-

punsul mediului este reprezentat de o sinusoidă puternic amortizată. Se observă o deplasare reziduală care descreşte rapid cu distanţa r (fig. 1.17). Acţiunea în sursă a unor presiuni de forma arătată în figura 1.15, b dă naştere la deplasări ca cele prezentate în figura 1.18, a şi b. După cum se observă, răspunsul mediului are formă de sinusoidă amortizată (mai puţin amortizată decît în cazul funcţiei treaptă) şi nu prezintă o deplasare reziduală.

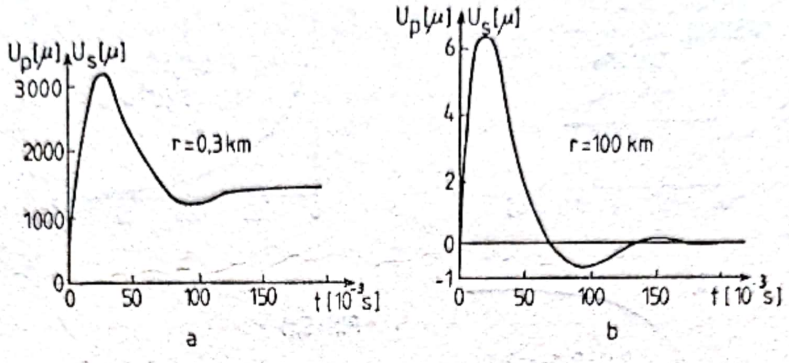


Fig. 1.17. Răspunsul mediului la o presiune de tip funcţie treaptă (fig. 1.15, a):
a — pentru r=0,3 km; b — pentru r=100 km.

Curbele prezentate în figura 1.19, a şi b arată că răspunsul mediului la presiuni de forma celei din figura 1.15, c este un impuls foarte amortizat, caracterizat de o deplasare reziduală, care descreşte rapid cu creş-

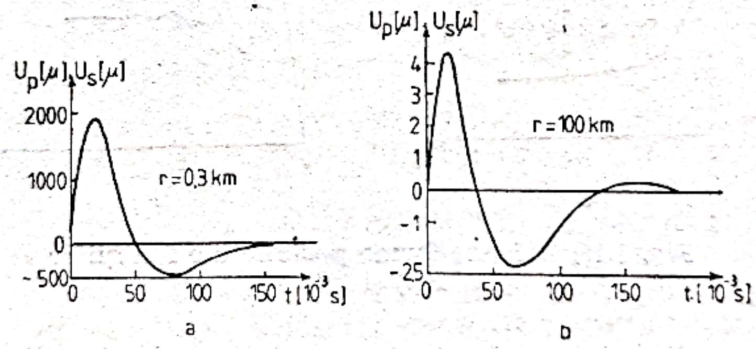


Fig. 1.18. Răspunsul mediului pentru presiuni de forma celei din fig. 1.15, b.

terea distanţei r. În cazul acţiunii unor presiuni de forma celei din figura 1.15, d, răspunsul mediului (fig. 1.20, a şi b) este asemănător cu acela obţinut cînd se aplică presiuni de tipul arătat în figura 1.15, b.

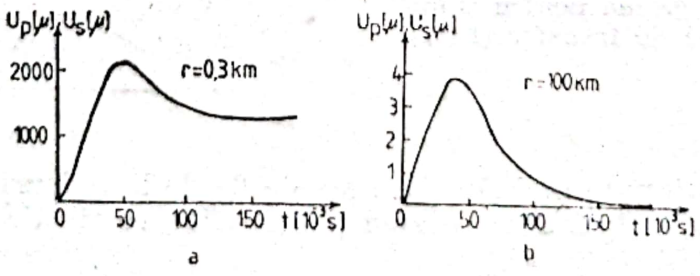


Fig. 1.19. Răspunsul mediului pentru presiuni de forma celei din fig. 1.15, c.

Scanned with OKEN Scanner

Răspunsul mediului la presiuni de forma celei date în figura 1.15, *e* este reprezentat de curbe sinusoidale amortizate (fig. 1.21, *a* și *b*) caracterizate de deplasări reziduale care, de asemenea, descresc repede cu distanța *r*.

Un caz interesant este acela al aplicării unor presiuni de forma celei prezentate în figura 1.15, *f*. Răspunsul mediului la astfel de presiuni (fig. 1.22, *a* și *b*) este reprezentat de impulsuri foarte amortizate, cu de-

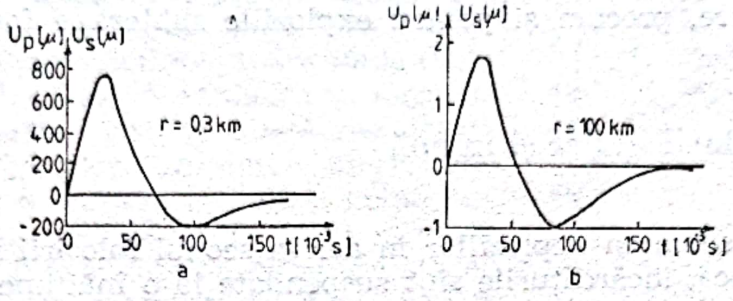


Fig. 1.20. Răspunsul mediului pentru presiuni de forma celei din fig. 1.15, *d*.

plasări reziduale care, de asemenea, descresc rapid cu distanța *r*. Acest răspuns prezintă unele deformări cauzate de suprapunerea unei sinusoide peste funcția treaptă (fig. 1.15, *f*). Întrucît o asemenea formă de presiune

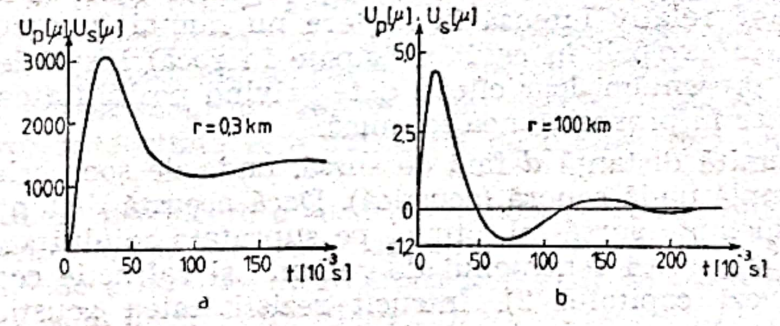


Fig. 1.21. Răspunsul mediului pentru presiuni de forma celei din fig. 1.15, *e*.

a fost observată în practică, rezultă că deformațiile impulsurilor seismice observate pot fi cauzate nu numai de factori legați de mediul prin care se propagă undele și de aparatura de înregistrare, ci și de forma presiunii care acționează în sursă.

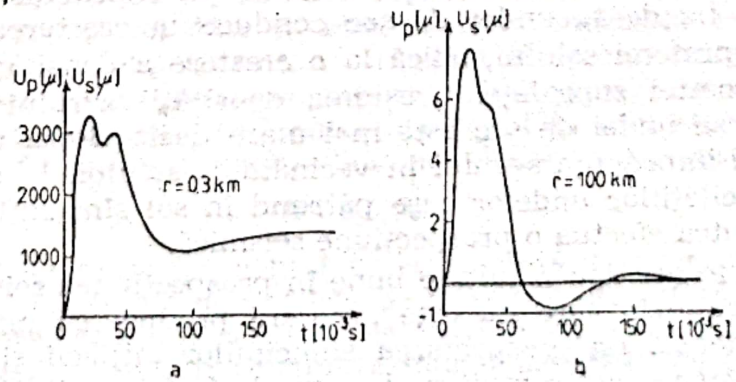


Fig. 1.22. Răspunsul mediului pentru presiuni de forma celei din fig. 1.15, *f*.

Scanned with OKEN Scanner

Modelul și programul elaborat pot fi folosite pentru simularea oricărui caz întîlnit în practică. Din compararea oscilațiilor rezultate din simulare cu acelea observate în practică se pot trage concluzii asupra formei presiunilor aplicate în sursă, asupra dimensiunilor sursei și parametrilor fizici ai mediului în care are loc explozia. Rezultatele obținute prin simulare digitală a procesului de explozie pot fi de asemenea folosite la stabilirea celor mai bune condiții (privind parametrii sursei și mediului) pentru producerea exploziilor în prospecțiunea seismică sau în lucrări miniere, precum și pentru exploziile subterane foarte puternice.

1.3. Explozii în aer și în apă

Pentru efectuarea exploziilor în aer în scopul folosirii lor în prospecțiunea seismică, încărcăturile sînt suspendate la o înălțime de 1—3 m cu ajutorul unor suporți telescopici speciali sau cu ajutorul unor prăjini. Explozii în aer mai pot avea loc cu ocazia unor demolări și distrugeri controlate sau în situații total nedorite, cum ar fi explozia unei bombe în aer.

În urma detonării explozivului ia naștere o undă de șoc aeriană (caracterizată de o suprapresiune), ale cărei caracteristici și efecte seismice sînt descrise în paragraful 4.3.6. Tot în paragraful 4.3.6. se arată că undă de șoc aeriană relativ intensă ia naștere nu numai în cazul exploziilor în aer, ci și la explozii în cavități (săpate în rocă) insuficient sau deloc burate. Aici prezentăm doar cîteva date privind posibilitatea folosirii exploziilor în aer în prospecțiunea seismică.

La o anumită distanță d față de sursă, unda de șoc aeriană se transformă în simplă undă sonoră (acustică). Dacă această distanță d este mai mică decît distanța sursă-sol, atunci pe suprafața solului va incide unda sonoră care va suferi fenomenul de reflexie și refracție conform legilor cunoscute (vezi capitolul 2). Întrucît rezistivitatea acustică a aerului ($\rho_{aer}\ V_{aer}$) este de aproximativ o mie de ori mai mică decît rezistivitatea acustică a solului ($\rho_{sol}\ V_{sol}$), amplitudinea deplasării particulelor solului este mult mai mică decît amplitudinea oscilației în unda acustică. Practic, întreaga energie a undei acustice se reflectă, iar energia undei seismice care pătrunde prin refracție în sol este practic neglijabilă.

Atunci cînd distanța la care unda de șoc se transformă în undă acustică este mai mare decît distanța sursă-sol, pe suprafața solului incide unda de șoc. Incidența undei de șoc conduce la creșterea presiunii în apropierea suprafeței solului, adică la o creștere a densității aerului din vecinătatea acestei suprafețe. Creșterea densității aerului împreună cu faptul că viteza undei de șoc este mai mare decît viteza undei acustice fac să crească impedanța aerului în vecinătatea solului. În acest caz, amplitudinile oscilațiilor undelor care pătrund în sol sînt suficient de mari pentru a se putea efectua o prospecțiune seismică.

Exploziile în aer dau rezultate bune în prospecțiunea seismică de mică adîncime, situație în care nu este necesară producerea unor unde seismice prea intense. La prospectarea adîncimilor mijlocii și mari, exploziile în aer dau rezultate mult mai slabe decît exploziile în rocă sau în bazine naturale de apă. În plus, exploziile în aer produc unde sonore și

Scanned with OKEN Scanner

de suprafață intense, din care cauză undele utile nu pot fi înregistrate în apropierea punctului de explozie.

Ca și în cazul exploziei în rocă sau în aer, la explozia în apă ia naștere mai întîi tot o undă de șoc. Cîteva caracteristici ale acestei unde de șoc sînt prezentate foarte pe scurt în paragraful 4.3.7.

Condițiile de formare a undei elastice prin explozie în apă diferă de cele analizate mai sus în cazul exploziei în rocă (paragrafele 1.1.1—1.1.7). În cazul exploziei în apă ia naștere o undă de șoc (caracterizată de o suprapresiune — o creștere bruscă a presiunii peste cea hidrostatică), sub a cărei acțiune apare unda elastică principală. Datorită exploziei se formează o sferă gazoasă care se dilată sub acțiunea presiunii gazelor. Dilatarea sferei gazoase produce o curgere radială a lichidului înconjurător și, pe măsură ce sfera gazoasă se dilată, presiunea gazelor pe suprafața ei scade, încît la un moment dat t ea devine egală cu presiunea hidrostatică. Sfera gazoasă continuă să se dilate datorită inerției pînă la un moment $t_1 > t$. La momentul t_1, presiunea hidrostatică devine mult mai mare decît presiunea interioară a gazelor, iar sfera începe să se comprime. Comprimarea sferei conduce la creșterea presiunii interioare a gazelor și cînd aceasta depășește presiunea hidrostatică, sfera începe din nou să se dilate. Fenomenul se repetă, sfera gazoasă producînd pulsații care generează șocuri repetate. Repetarea șocului se produce pînă cînd sfera gazoasă iese la suprafața lichidului, iar gazele pătrund în atmosferă. Datorită șocurilor repetate iau naștere unde seismice de repetiție a căror intensitate este apropiată de intensitatea undei seismice principale.

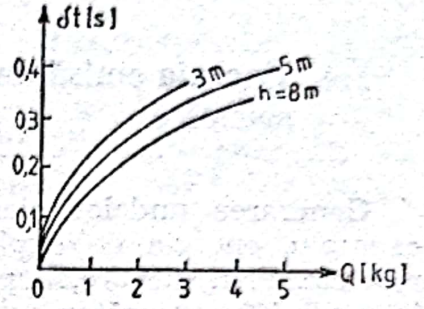


Fig. 1.23. Dependența mărimii δt de Q și h.

Fenomenul de producere a șocurilor repetate are loc în special în cazul încărcăturilor mici. Intervalul de timp δt dintre două șocuri consecutive depinde de greutatea încărcăturii Q [kg] și de adîncimea h [m] la care este amplasată încărcătura (fig. 1.23).

Din punctul de vedere al prospecțiunii seismice, undele de repetiție sînt perturbații (zgomot). Ele pot fi atenuate folosind o serie de procedee bazate pe diferențele dintre proprietățile lor fizice și cele ale undei principale.

Între greutatea încărcăturii de exploziv și adîncimea la care se produce explozia există un raport optim pentru care explozia nu produce o sferă gazoasă, ci o pîlnie. Cînd acest raport este respectat, explozia în apă nu generează șocuri repetate și, prin urmare, undele de repetiție pot fi eliminate. Lucrările experimentale au arătat că efectul sferei gazoase mai poate fi prevenit prin detonarea încărcăturii explozive în apropierea suprafeței, astfel încît gazele să pătrundă rapid în atmosferă. Mai precis, efectul poate fi prevenit dacă adîncimea încărcăturii respectă condiția

$$h < 9{,}57\sqrt[3]{Q} \qquad (1.201)$$

Acest mod de rezolvare a problemei prezintă dezavantajul că o mare parte din energia radiată de explozie se pierde în atmosferă.

Efectul sferei gazoase, ritmicitatea scăzută, imposibilitatea automatizării și pagubele ce pot fi pricinuite faunei acvatice fac ca explozia în apă să nu fie îndeajuns de eficientă pentru prospecțiunea seismică ma-

Scanned with OKEN Scanner

rină. De aceea au fost concepute alte sisteme de generare a undelor elastice în prospecțiunea seismică marină (vezi, de exemplu, Enescu și Orban, 1979).

Exploziile în apă, dar mai ales cele sub apă, se folosesc la lucrări mai speciale, cum ar fi îndepărtarea construcțiilor vechi sau a elementelor constructive rămase sub apă, îndepărtarea unor roci stîncoase sub apă, împușcarea subacvatică de protejare etc. (vezi Tat et al., 1985).

1.4. Energia emisă de explozii sub formă de unde seismice

Generarea undelor elastice implică o transformare de energie; de exemplu, energia de explozie se transformă în energie elastică, calorică etc. Prin urmare, o parte din energia produsă în sursă se propagă în mediul înconjurător sub formă de unde seismice. Se poate considera, deci, că propagarea undelor seismice este un proces de propagare a energiei.

Să presupunem că asupra unei bare acționează o tensiune normală σ_n. Lucrul mecanic L efectuat sau energia acumulată este

$$L=e=\frac{1}{2}s\sigma_n l\varepsilon_n \tag{1.202}$$

unde: s și l sînt secțiunea, respectiv lungimea barei, iar ε_n reprezintă alungirea specifică a barei sub acțiunea tensiunii σ_n.

Densitatea volumetrică de energie este

$$W_0=\frac{e}{sl}=\frac{1}{2}\sigma_n\varepsilon_n \tag{1.203}$$

În cazul unui corp elastic de volum Ω, mărginit de suprafața Σ, se poate scrie, prin analogie cu relația (1.203), următoarea expresie pentru densitatea volumetrică de energie

$$W_0=\frac{1}{2}(\sigma_x\varepsilon_x+\sigma_y\varepsilon_y+\sigma_z\varepsilon_z+\tau_{xy}\gamma_{xy}+\tau_{xz}\gamma_{xz}+\tau_{yz}\gamma_{yz}), \tag{1.204}$$

în care σ_x, σ_y, σ_z, τ_{xy}, τ_{xz} și τ_{yz} sînt componentele tensorului stres (tensorului tensiune), iar ε_x, ε_y, ε_z, γ_{xy}, γ_{xz} și γ_{yz} — componentele tensorului deformare, care au expresiile:

$$\varepsilon_x=\frac{\partial U_x}{\partial x};\quad \varepsilon_y=\frac{\partial U_y}{\partial y};\quad \varepsilon_z=\frac{\partial U_z}{\partial z};\quad \gamma_{xy}=\frac{\partial U_x}{\partial y}+\frac{\partial U_y}{\partial x};$$

$$\gamma_{xz}=\frac{\partial U_x}{\partial z}+\frac{\partial U_z}{\partial x};\quad \gamma_{yz}=\frac{\partial U_y}{\partial z}+\frac{\partial U_z}{\partial y}, \tag{1.205}$$

în care U_x, U_y, U_z sînt componentele vectorului deplasare după axele x, y și z.

Energia corespunzătoare întregului volum al corpului este

$$E=\iiint_{\Omega} W_0\,dx\,dy\,dz.$$

Scanned with OKEN Scanner

Fluxul de energie are forma

$$\frac{dE}{dt}=\iiint_{\Omega}\left[\frac{\partial W_0}{\partial \varepsilon_x}\frac{\partial \varepsilon_x}{\partial t}+\frac{\partial W_0}{\partial \varepsilon_y}\frac{\partial \varepsilon_y}{\partial t}+\frac{\partial W_0}{\partial \varepsilon_z}\frac{\partial \varepsilon_z}{\partial t}+\frac{\partial W_0}{\partial \gamma_{xy}}\frac{\partial \gamma_{xy}}{\partial t}+\frac{\partial W_0}{\partial \gamma_{xz}}\frac{\partial \gamma_{xz}}{\partial t}+\right.$$

$$\left.+\frac{\partial W_0}{\partial \gamma_{yz}}\frac{\partial \gamma_{yz}}{\partial t}\right]dxdydz \qquad (1.206)$$

sau

$$\frac{dE}{dt}=\iiint_{\Omega}\left[\frac{\partial W_0}{\partial \varepsilon_x}\frac{\partial \dot{U}_x}{\partial x}+\frac{\partial W_0}{\partial \varepsilon_y}\frac{\partial \dot{U}_y}{\partial y}+\frac{\partial W_0}{\partial \varepsilon_z}\frac{\partial \dot{U}_z}{\partial z}\right]dxdydz+$$

$$+\iiint_{\Omega}\frac{\partial W_0}{\partial \gamma_{xy}}\left(\frac{\partial \dot{U}_x}{\partial y}+\frac{\partial \dot{U}_y}{\partial x}\right)+\frac{\partial W_0}{\partial \gamma_{xz}}\left(\frac{\partial \dot{U}_x}{\partial z}+\frac{\partial \dot{U}_z}{\partial x}\right)+\frac{\partial W_0}{\partial \gamma_{yz}}\left(\frac{\partial \dot{U}_y}{\partial z}+\frac{\partial \dot{U}_z}{\partial y}\right)dxdydz,$$

unde

$$\dot{U}_x=\frac{\partial U_x}{\partial t};\quad \dot{U}_y=\frac{\partial U_y}{\partial t};\quad \dot{U}_z=\frac{\partial U_z}{\partial t}$$

Separînd termenii în $\dot{U}_x$, rezultă

$$\iiint_{\Omega}\left[\frac{\partial W_0}{\partial \varepsilon_x}\frac{\partial \dot{U}_x}{\partial x}+\frac{\partial W_0}{\partial \gamma_{xy}}\frac{\partial \dot{U}_x}{\partial y}+\frac{\partial W_0}{\partial \gamma_{xz}}\frac{\partial \dot{U}_x}{\partial z}\right]dxdydz.$$

Ținînd seama că

$$\frac{\partial W_0}{\partial \varepsilon_x}=\frac{1}{2}\sigma_x;\quad \frac{\partial W_0}{\partial \gamma_{xy}}=\frac{1}{2}\tau_{xy};\quad \frac{\partial W_0}{\partial \gamma_{xz}}=\frac{1}{2}\tau_{xz}$$

și aplicînd formula Gauss-Ostrogradski expresiei de mai sus, se obține

$$\iint_{\Sigma}\frac{\partial U_x}{\partial t}t_{nx}d\Sigma$$

Procedînd în același mod pentru termenii în $\dot{U}_y$ și $\dot{U}_z$, expresia fluxului de energie poate fi scrisă sub forma:

$$\frac{dE}{dt}=\iint_{\Sigma}\left[\frac{\partial U_x}{\partial t}t_{nx}+\frac{\partial U_y}{\partial t}t_{ny}+\frac{\partial U_z}{\partial t}t_{nz}\right]d\Sigma, \qquad (1.207)$$

în care

$$\begin{aligned} t_{nx}&=\sigma_x\cos(n,x)+\tau_{yx}\cos(n,y)+\tau_{zx}\cos(n,z) & \tau_{xy}&=\tau_{yx}\\ t_{ny}&=\tau_{xy}\cos(n,x)+\sigma_y\cos(n,y)+\tau_{zy}\cos(n,z); & \tau_{xz}&=\tau_{zx}\\ t_{nz}&=\tau_{xz}\cos(n,x)+\tau_{yz}\cos(n,y)+\sigma_z\cos(n,z) & \tau_{yz}&=\tau_{zy} \end{aligned} \qquad (1.208)$$

Folosind ecuația generală (1.207) a fluxului de energie emis printr-o suprafață Σ care înconjoară sursa și luînd în considerare expresiile (1.19) și (1.20), în care considerăm $Q_{q,\,P}=Q_{q,\,S}=0$, rezultă, după efectuarea tuturor calculelor, următoarele expresii ale fluxului de energie în undele P și S (Enescu și Piscupescu, 1965) generate de sursa seismică concentrată echivalentă exploziei generatoare de unde P și S (Enescu, 1964):

$$\frac{dE_P}{dt}=\frac{M}{10\pi\rho V_P^5}\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2}\varkappa\left(t-\frac{r}{V_P}\right)\right]^2;\quad \frac{dE_S}{dt}=\frac{N}{35\pi\rho V_S^5}\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2}\varkappa\left(t-\frac{r}{V_S}\right)\right]^2 \qquad (1.209)$$

Scanned with OKEN Scanner

unde

$$M=b_x^2+b_y^2+b_z^2+\frac{2}{3}(b_xb_y+b_xb_z+b_yb_z);$$

$$N=\alpha^2+\beta^2+\gamma^2-\frac{1}{3}(\alpha\beta+\beta\gamma+\gamma\alpha); \qquad (1.210)$$

$$\alpha=b_x-b_y;\ \beta=b_y-b_z;\ \gamma=b_z-b_x$$

Pentru densitatea ρ și vitezele V_P și V_S se adoptă mărimile ce caracterizează mediul în care se produce explozia.

Sistemul rectangular de axe $Oxyz$ are centrul în sursă, axa z este verticală, iar axele x și y sînt orientate arbitrar în planul ce conține hipocentrul exploziei.

Se calculează intensitatea sursei $\dot{\varkappa}(t)$ cu ajutorul următoarei formule, dedusă din relația (1.27), în care se consideră $Q_{q,\,P}=0$):

$$\dot{\varkappa}(t)\simeq 4\pi\rho V_P^3 h A_{P,h} \qquad (1.211)$$

în care $A_{P,\,h}$ este amplitudinea deplasării U_P (din care s-a eliminat efectul reflexiei, refracției și absorbției) corespunzătoare unui seismometru amplasat în imediata vecinătate a epicentrului O' $(0,\ 0,\ h)$ al exploziei.

Întrucît în relația (1.211) s-a admis $b_z=1$, mărimile b_x și b_y vor fi considerate coeficienți ce reprezintă raportul dintre intensitatea forței ce acționează în direcția axei $q=x,\ y$ și cea a forței în direcția axei z.

Se calculează mărimile b_x și b_y cu ajutorul următoarei formule, dedusă tot din relația (1.27) pentru $Q_{q,\,P}=0$:

$$b_q=\frac{(h^2+d^2)^{3/2}}{d^2h}\cdot\frac{A_{P,\,d}}{A_{P,\,h}}-\frac{h^2}{d^2};\quad \begin{matrix} q=x,\ y \\ d=d_1,\ d_2 \end{matrix} \qquad (1.212)$$

în care $A_{P,\,d_1}$ și $A_{P,\,d_2}$ sînt amplitudinile deplasărilor (din care s-a eliminat, de asemenea, efectul reflexiei, refracției și absorbției) corespunzătoare unui seismometru amplasat pe axa x la distanța $x=d_1$ și, respectiv, unui seismometru amplasat pe axa y la distanța $y=d_2$.

Considerînd $\frac{\partial}{\partial t}\,\chi(t)|_{t=0}=0$ și presupunînd că $\frac{\partial}{\partial t}\,\varkappa(t)$ crește liniar în intervalul de timp $0<t<\delta t$ (unde δt este durata de acțiune a forțelor de sursă), se obține

$$\frac{\partial^2\chi}{\partial t^2}\approx\frac{\dot{\chi}}{\delta t} \qquad (1.213)$$

Relația (1.213) permite determinarea mărimii $\ddot{\chi}(t)$ cînd $\dot{\chi}(t)$ și δt sînt cunoscuți. Intensitatea $\dot{\chi}(t)$ se determină cu ajutorul relației (1.211), iar δt se măsoară pe seismograme.

După ce mărimile ρ, V_P, V_S, b_x, b_y, b_z și $\ddot{\chi}(t)$ sînt determinate, fluxul de energie poate fi evaluat cu ajutorul relațiilor (1.209), iar energia cu ajutorul următoarelor formule:

$$E_P=\frac{M\dot{\chi}^2}{10\pi\rho\,V_P^5\delta t};\quad E_S=\frac{N\dot{\chi}^2}{35\pi\rho\,V_S^5\delta t}. \qquad (1.214)$$

Scanned with OKEN Scanner

Ţinînd seamă de modul cum a fost elaborat acest procedeu de estimare a energiei radiate de explozie, rezultă că

$$E_s = E_P + E_S \tag{1.215}$$

reprezintă energia emisă de explozie sub formă de unde seismice.

Ca exemplu de determinare a energiei seismice prin acest procedeu prezentăm următoarea aplicaţie (Enescu şi Piscupescu, 1965). Se consideră valorile:

$V_P = 1\,700$ m/s; $\rho = 2{,}1$ g/cm^3; $h = 30$ m; $d_1 = d_2 = d = 300$ m; $A_{P,h} = 0{,}100$ mm; $A_{P,d_1} = 0{,}020$ mm; $A_{P,d_2} = 0{,}030$ mm; $\delta t = 0{,}01$ s.

După efectuarea calculelor se obţine:

$\chi = 3{,}89 \cdot 10^{18}$ u.C.G.S.; $b_x = 2{,}03$; $b_y = 3{,}05$; $b_z = 1$; $M = 21{,}9$; $N = 7{,}27$.

Şi, în final:

$$E_P \simeq 0{,}9 \cdot 10^{12} \text{ erg.}; \quad E_S \simeq 1{,}30 \cdot 10^{12} \text{ erg.}$$

$$E_s = E_P + E_S = 2{,}2 \cdot 10^{12} \text{ erg.}$$

O soluţie a problemei energiei emise de o sursă seismică explozivă de volum a fost dată de Enescu (1967 a) pentru cazul exploziei în cavitate cilindrică.

Pentru acest caz s-au folosit expresiile densităţii fluxului de energie emisă de sursă sub formă de unde longitudinale (P) şi transversale (S):

$$\frac{de_P}{dt} = \rho V_P \left[\left(\frac{\partial U_P}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial W_P}{\partial t} \right)^2 \right]; \quad \frac{de_S}{dt} = \rho V_S \left[\left(\frac{\partial U_S}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial W_S}{\partial t} \right)^2 \right]. \tag{1.216}$$

unde U_P, W_P, U_S, W_S sînt componentele radială şi axială ale deplasărilor în undele P şi S, pentru cazul cînd presiunea care acţionează în sursă este de forma (1.154).

Dacă presiunea în sursă este de o formă oarecare (vezi relaţia 1.161), atunci densitatea fluxului de energie poate fi obţinută cu ajutorul integralei de convoluţie. Ţinînd seamă de aceasta şi de relaţiile din paragraful 1.1.6, putem scrie următoarea expresie a densităţii fluxului de energie pentru unda longitudinală:

$$\frac{de_P}{dt} = \frac{p_0^2 \rho V_P V_c^4}{(V_P^2 - V_c^2)^2} \left\{ \left[\sum_{k=1}^{2} \int_{t_{0P}}^{t_{0k}} P(t_k) \frac{\partial F_k}{\partial z_k} \ddot{f}(t - t_k) dt_k \right]^2 + \right.$$

$$\left. + \left[\sum_{k=3}^{4} \int_{t_{0P}}^{t_{0,k-2}} P(t_{k-2}) \frac{\partial F_k}{\partial z_{k-2}} \ddot{f}(t - t_{k-2}) dt_{k-2} \right]^2 \right\}, \tag{1.217}$$

unde

$$P(t_k) = 0 \text{ pentru } t_k < \frac{1}{V_P} [Z^2 + R^2]^{1/2}$$

iar

$$P(t_k)_{k=1,2} = (-1)^k \left\{ \frac{V_P^2}{V_c} (-1)^k \frac{V_P \left[V_P t_k - (-1)^k \frac{V_P Z}{V_c} \right]}{\left[\left(V_P t_k - (-1)^k \frac{V_P Z}{V_c} \right) + \left(\frac{V_P^2}{V_c^2} - 1 \right) R^2 \right]^{1/2}} \right\} =$$

$$= [P(t_{k-2})]_{k=3,4} \text{ pentru } t_k > \frac{1}{V_P} [Z^2 + R^2]^{1/2}. \tag{1.218}$$

Densitatea fluxului de energie în unda transversală are expresia

$$\frac{de_S}{dl}=\frac{p_0^2\rho V_S V_c^4}{(V_S^2-V_c^2)^2}\left\{\left[\sum_{k=5}^{6}\int_{t_{0S}}^{t_{0,k-2}} S(t_{k-2})\frac{\partial F_k}{\partial z_{k-2}}\ddot{f}(t-t_{k-2})\,dt_{k-2}\right]^2+\right.$$

$$\left.+\left[\sum_{k=7}^{8}\int_{t_{0S}}^{t_{0,k-4}} S(t_{k-4})\frac{\partial F_k}{\partial z_{k-4}}\ddot{f}(t-t_{k-4})\,dt_{k-4}\right]^2\right\}, \qquad (1.219)$$

unde

$$S(t_{k-2})=0 \text{ pentru } t_{k-2}<\frac{1}{V_S}[Z^2+R^2]^{1/2}, \text{ iar}$$

$$[S(t_{k-2})]_{k=5,6}=(-1)^k\left\{\frac{V_S^2}{V_c}-(-1)^k\frac{V_S\left[V_S t_{k-2}-(-1)^k\frac{V_S Z}{V_c}\right]}{\left[\left(V_S t_{k-2}-(-1)^k\frac{V_S Z}{V_c}\right)^2+\left(\frac{V_S^2}{V_c^2}-1\right)R^2\right]^{1/2}}\right\}=$$

$$=[S(t_{k-4})]_{k=7,8} \text{ pentru } t_{k-2}>\frac{1}{V_S}[Z^2+R^2]^{1/2}, \qquad (1.220)$$

în care t_1 și t_2 sînt exprimați de (1.155), iar t_3 și t_4 au expresii asemănătoare cu (1.155) cu deosebirea că viteza V_P trebuie înlocuită cu V_S.

Întrucît expresiile funcțiilor

$$P(t_k),\ S(t_{k-2}),\ \frac{\partial F_k}{\partial z_k},\ \frac{\partial F_k}{\partial z_{k-2}},\ \frac{\partial F_k}{\partial z_{k-4}},$$

sînt complicate, calculul densității fluxului de energie (calcularea funcțiilor ce intră în componența ecuațiilor (1.217) și (1.219) și convoluțiilor din acestea) se poate efectua numai cu ajutorul calculatorului electronic. Cunoscînd densitatea fluxului de energie, pot fi calculate, după metodele cunoscute, densitatea de energie și energia radiată de sursă.

Pentru estimări orientative, aproximative ale energiei radiate de explozii sub formă de unde seismice, se poate folosi relația

$$E_s=2\pi^3 r^2\rho V\left(\frac{A}{T}\right)^2 t_0, \qquad (1.221)$$

în care: A, T și t_0 reprezintă valorile medii ale amplitudinii, perioadei și duratei oscilațiilor înregistrate la distanța r de sursa explozivă aflată în mediul de densitate ρ și viteză de propagare a undelor, V.

Un alt procedeu pentru evaluarea energiei eliberate de explozii sub formă de unde seismice, precum și un procedeu de calcul al magnitudinii exploziilor controlate din industrie sînt prezentate în paragraful 5.2.1.

Scanned with OKEN Scanner

2.

ELEMENTE DE TEORIE A PROPAGĂRII UNDELOR SEISMICE GENERATE DE EXPLOZII

2.1. Cîteva noţiuni privind propagarea undelor seismice în mediul infinit, elastic izotrop şi omogen

Majoritatea problemelor prezentate în capitolul precedent pot fi la fel de bine incluse, împreună cu cele din acest subcapitol, într-un titlu comun, care ar putea fi enunţat sub forma „Noţiuni privind generarea undelor seismice prin explozii şi propagarea acestor unde în mediul infinit, elastic izotrop şi omogen". Acest subcapitol vine să mai completeze cu cîteva noţiuni problemele prezentate mai sus.

Din datele de observaţie s-a constatat că procesul oscilaţiilor provocate de o explozie (sau de o altă sursă tot artificială, sau naturală) are o durată mult mai mare decît durata de acţiune a sursei. Influenţa sursei se manifestă numai în primele momente după sosirea undelor. Durata mare a procesului de oscilaţie este legată de apariţia undelor reflectate şi refractate pe diferite limite de separaţie existente în interiorul Pămîntului, de apariţia undelor de suprafaţă etc. De aceea, pentru analiza oscilaţiilor imediat după sosirea frontului primelor unde, cînd încă nu au apărut undele reflectate şi refractate, se presupune că propagarea are loc într-un mediu infinit, elastic şi omogen. Pentru efectuarea acestei analize pot fi folosite oricare din expresiile deplasărilor, de exemplu relaţiile (1.7), (1.16), (1.25)—(1.27) etc.

Se impune să amintim că o sursă seismică într-un mediu infinit, elastic izotrop generează cel mult două tipuri de unde: longitudinale (P) şi transversale (S — cu componentele SV şi SH).

Să presupunem că sursa, al cărei cîmp de deplasări este exprimat de ecuaţiile (1.25)—(1.27), începe să acţioneze la momentul $t=0$, iar durata ei de acţiune este limitată şi egală cu Δt. Atunci $\vec{\chi}'(t)\neq 0$ numai pentru $0<t<\Delta t$ sau $\vec{\chi}'\left(t-\frac{r}{V}\right)\neq 0$ cînd $0<t-\frac{r}{V}<\Delta t$; $V=V_P, V_S$. Deci la orice moment $t>\Delta t$, deformarea poate fi observată în punctele ale căror coordonate r satisfac condiţia $V(t-\Delta t)<r<Vt$. Rezultă că întregul spaţiu ce înconjoară sursa poate fi împărţit în următoarele trei zone (fig. 2.1):

— *zona 1* — sfera de rază $r_i=V(t-\Delta t)$ prin care deformările s-au propagat; la momentul t nu mai există deformări în această zonă;

— *zona 2* — stratul sferic cu raza interioară r_i şi de grosime $\Delta r=V\Delta t$, în care, la momentul t, există deformări;

Scanned with OKEN Scanner

— *zona 3* — zona exterioară sferei de rază $r_e=Vt$, prin care deformările nu s-au propagat încă pînă la momentul t.

Domeniul în care există deformări la momentul t (domeniul undei) este limitat de două suprafețe: spatele undei, care coincide cu suprafața sferei de rază r_i și frontul undei, care coincide cu suprafața sferică de rază r_e. Forma sferică a frontului de undă a condus la introducerea noțiunii de undă sferică.

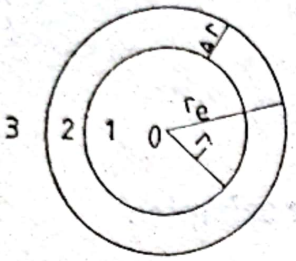


Fig. 2.1. Schiță explicativă privind propagarea undelor seismice în mediul infinit.

La momentul $t'>t$, spatele și frontul undei vor avea pozițiile: $r_i'=V(t'-\Delta t)$; $r_e'=Vt'$. Se obține

$$V=\frac{r_i'-r_i}{t'-t}=\frac{r_e'-r_e}{t'-t}, \qquad (2.1)$$

din care rezultă că frontul și spatele undei se propagă cu aceeași viteză $V=V_P, V_S$. Mărimea V (denumită viteză de front sau viteză de propagare) reprezintă viteza cu care unda se propagă în direcția perpendiculară pe frontul de undă. Direcția perpendiculară pe frontul de undă se numește direcție de propagare a undei. Direcția vectorului deplasare $\vec{U}_P$ în unda longitudinală este, deci, normală la frontul de undă, iar vectorul $\vec{U}_S$ se află în planul tangent la frontul de undă sau la oricare altă suprafață sferică (cu centrul în sursă) din domeniul undei. Normalele pe frontul undei se numesc raze seismice.

Viteza undelor longitudinale V_P fiind mai mare decît viteza undelor transversale, cele două unde se propagă separat în mediu, avînd fiecare un spate și un front de undă (fig. 2.2). La un moment oarecare t, spatele și frontul celor două unde vor avea pozițiile exprimate de relațiile:

$$r_{iP}=V_P(t-\Delta t)=V_Pt-\Delta r_P; \quad r_{eP}=V_Pt;$$
$$r_{iS}=V_S(t-\Delta t)=V_St-\Delta r_S; \quad r_{eS}=V_St. \qquad (2.2)$$

Cele două unde vor avea un domeniu de suprapunere cînd este respectată condiția $r_{eS}>r_{iP}$, adică pentru $t<\Delta r_P/(V_P-V_S)$. La momentul $t=\Delta r_P/(V_P-V_S)$ cele două unde se separă în mediu, iar pentru $t>\Delta r_P/(V_P-V_S)$ cele două unde se propagă separat.

Să analizăm acum variația deplasărilor U_P și U_S datorită variației distanței r și a timpului t. Pentru această analiză, să ne fixăm atenția asupra uneia din surse, de exemplu asupra sursei al cărei cîmp de deplasări este exprimat de ecuațiile (1.25)—(1.27).

În cazul undei longitudinale, vectorul $\vec{\chi}'\left(t-\frac{r}{V_P}\right)$ poate varia numai ca mărime și sens; direcția acestui vector nu poate varia, întrucît s-ar intra în contradicție cu noțiunea de undă longitudinală. Variația în funcție de r a mărimii și sensului vectorului $\vec{\chi}'\left(t-\frac{r}{V_P}\right)$ și, implicit, a vectorului $\vec{U}_P$, pentru t=constant, face ca unele din particulele domeniului undei să se depărteze între ele, creindu-se zone de dilatare, iar alte particule să se apropie între ele, formîndu-se zone de comprimare (fig. 2.3).

Scanned with OKEN Scanner

Prin urmare, unda longitudinală constă din dilatări și comprimări succesive ale mediului (fig. 2.3). Variația vectorului $\vec{\chi}'\left(t-\frac{r}{V_P}\right)$ (adică a vectorului $\vec{U}_P$) în raport cu distanța r, la un moment oarecare $t>\Delta t$, are aspectul din figura 2.4, *a*. Distanța dintre două maxime sau două minime consecutive reprezintă lungimea aparentă a undei, λ^*.

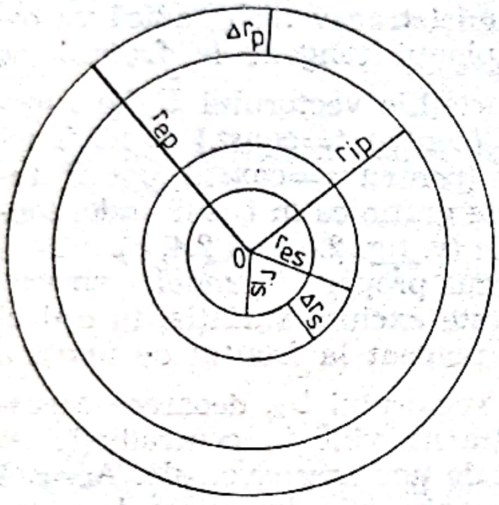


Fig. 2.2. Schiță explicativă privind propagarea ambelor tipuri de unde (P și S) în mediul infinit.

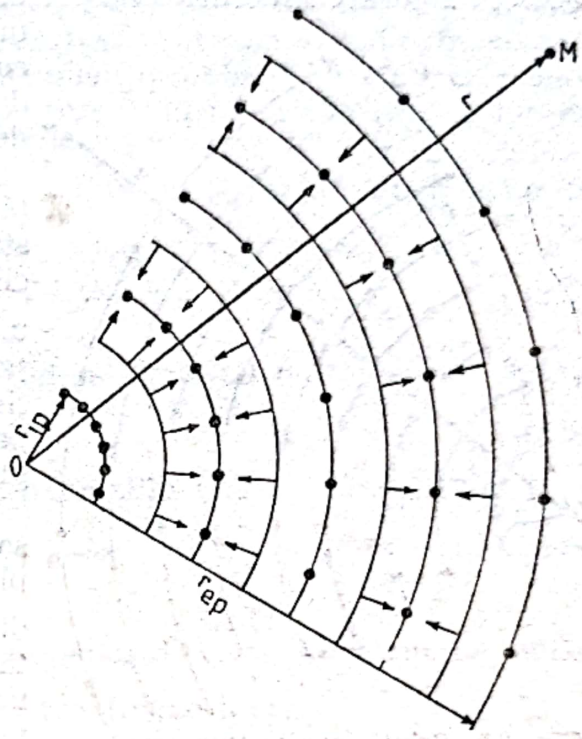


Fig. 2.3. Schiță explicativă privind propagarea undelor longitudinale.

Să analizăm acum variația în raport cu timpul t, considerînd r=constant, adică să vedem ce se întîmplă cu o particulă M situată la o distanță oarecare r de sursă (v. fig. 2.3). Particula va suporta toate stările undei care se propagă, adică ea va oscila (fig. 2.4, *b*). Distanța în timp dintre două maxime sau dintre două minime consecutive reprezintă perioada aparentă (aproximativ egală cu perioada predominantă) a undei, $T^*=\lambda^*/V_P$. Evident, frecvența aparentă este $f^*=1/T^*$, iar frecvența circulară (pulsația) este $\omega^*=2\pi f^*$. Se poate introduce, de asemenea, prin analogie cu oscilațiile armonice, noțiunea de fază ν^* a oscilațiilor particulei M într-un moment oarecare t. Faza oscilației are expresia

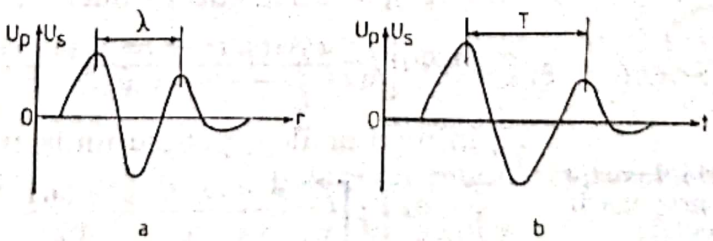


Fig. 2.4. Schiță pentru definirea noțiunilor de lungime aparentă a undei și perioadă aparentă a oscilației impulsionale.

$\nu^* = \nu_0^* + 2\pi t/T^*$, unde ν_0^* este faza inițială, care depinde de alegerea originii de citire a timpului.

În cazul undei transversale, presupunînd $t = constant$, variația vectorului $\vec{\chi}\left(t - \frac{r}{V_s}\right)$ (adică a vectorului $\vec{U}_S$) în raport cu distanța r conduce la o imagine ca aceea care este schițată în figura 2.5. Se observă din această figură că lucrurile se petrec ca și cum ar avea loc alunecări ale unui strat sferic față de altul. Această constatare a permis unor cercetători să denumească undele transversale, unde de forfecare.

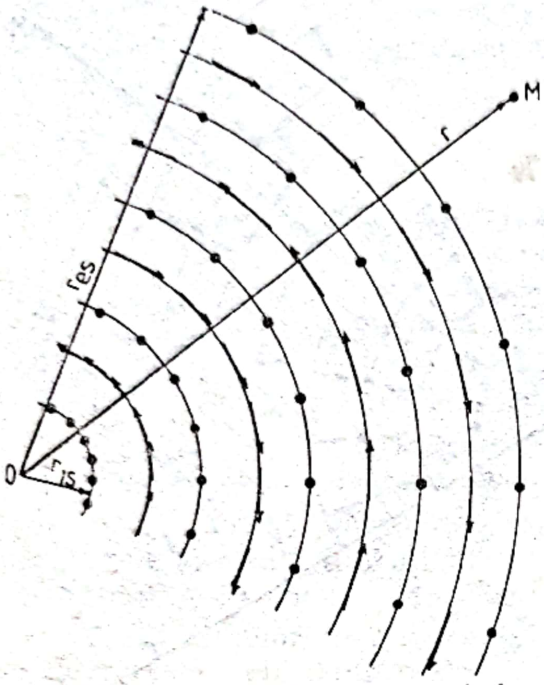


Fig. 2.5. Schiță explicativă privind propagarea undelor transversale.

O particulă M situată la o distanță r față de sursă (fig. 2.5) va suporta stările undei transversale, adică va oscila în planul tangent la frontul de undă. Variațiile vectorului $\vec{U}_S$ în funcție de r (pentru $t = const.$) și în funcție de t (pentru $r = const.$) pot fi reprezentate grafic ca în cazul undei longitudinale (v. fig. 2.4, *a* și 2.4, *b*).

În cazul propagării undei transversale nu este exclusă variația, în cadrul planului tangent la frontul de undă, a direcției vectorului $\vec{U}_S$, deoarece această variație nu vine în contradicție cu noțiunea de undă transversală. Această variație, explicabilă din punct de vedere teoretic și confirmată de datele de observație, face ca particula să nu aibă traiectoria dreaptă. În cazul general, traiectoria particulei poate fi o curbă oarecare aflată în planul tangent $\xi\eta$ la frontul de undă (fig. 2.6). Traiectoria particulei poate avea forme particulare ca: elipsă, cerc, dreaptă, putîndu-se vorbi de polarizare eliptică, circulară sau liniară a undei transversale.

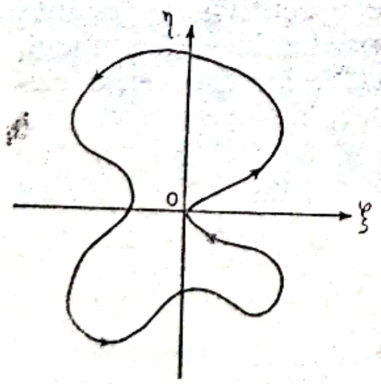


Fig. 2.6. Traiectorie a particulei în cazul propagării undei transversale.

La distanțe mari de sursă, se poate presupune că, pe porțiuni limitate, frontul de undă este plan, ceea ce a permis introducerea noțiunii de undă plană. La variații foarte mici ale distanței r se poate neglija efectul divergenței frontului de undă*. În acest caz, potențialul φ pentru unda longitudinală, exprimat de relația (1.14), se scrie sub forma

$$\varphi = a_P \Phi_1\left[t - \frac{x\cos(n,x) + y\cos(n,y) + z\cos(n,z)}{V_P}\right] \qquad (2.3)$$

și, în mod analog, pentru unda transversală

$$\vec{\psi} = a_S \vec{\Psi}_1\left[t - \frac{x\cos(n,x) + y\cos(n,y) + z\cos(n,z)}{V_S}\right] \qquad (2.4)$$

* divergența frontului de undă = creșterea suprafeței frontului de undă datorită creșterii distanței r față de sursă. Aceasta implică o descreștere a densității de energie a undei — proces căruia i se mai spune *atenuare geometrică a undei.*

unde a_P și a_S sînt mărimi constante, iar n este normala la frontul de undă.

Noțiunea de *undă plană* este, de fapt, o abstracție matematică, întrucît, riguros vorbind, asemenea unde nu ar putea fi generate decît de o sursă plană infinită. În acest caz, fronturile de undă sînt plane (ale căror suprafețe sînt infinit de mari), iar divergența frontului de undă este absentă. Această noțiune s-a dovedit foarte utilă, deoarece unele probleme care privesc propagarea undelor se rezolvă mult mai simplu în ipoteza frontului de undă plan. De asemenea, unele probleme privind propagarea undelor sferice pot fi rezolvate reprezentînd unda sferică sub forma unei sume de unde plane.

O undă armonică sferică de amplitudine egală cu unitatea poate fi exprimată sub forma

$$\frac{1}{r} e^{i\omega(t-r/V)}; \quad V=V_P, V_S, \tag{2.5}$$

iar o undă armonică plană, de amplitudine egală cu unitatea, are forma

$$e^{i\omega(t-r/V)} \tag{2.6}$$

Dacă se neglijează termenul $e^{i\omega t}$, expresiile (2.5) și (2.6) devin

$$\frac{1}{r} e^{-imr} \text{ și } e^{-imr}, \tag{2.7}$$

unde $\vec{m}\vec{r}$ este produsul scalar dintre vectorul $\vec{r}$ și vectorul de undă $\vec{m}=\vec{n}_0 \frac{\omega}{V}$; n_0 este versorul normalei la frontul de undă.

Este evident că

$$\vec{m}\vec{r}=mr=m[x\cos(n, x)+y\cos(n, y)+z\cos(n, z)],$$

care, în coordonate sferice r, α, β, devine

$$mr=m[x\sin\alpha\cos\beta+y\sin\alpha\sin\beta\pm z\cos\alpha]. \tag{2.8}$$

Unda sferică de tipul (2.7) este exprimată de integrala Sommerfeld sub forma:

$$\frac{e^{-imr}}{r}=\int_0^\infty \frac{J_0(\xi, \rho)exp[\pm z\sqrt{\xi^2-m^2}]}{\sqrt{\xi^2-m^2}} \xi d\xi, \tag{2.9}$$

în care $J_0(\xi, \rho)$ este o funcție Bessel de ordinul zero, a cărei reprezentare integrală are forma

$$J_0(\xi, \rho)=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} exp[-i\xi\rho\cos(\beta-\gamma)]d\beta, \tag{2.10}$$

unde ρ și γ sînt coordonatele polare în planul xy, astfel că

$$x=\rho\cos\gamma; \; y=\rho\sin\gamma \tag{2.11}$$

iar

$$\xi=m\sin\alpha, \tag{2.12}$$

Scanned with OKEN Scanner

Semnele $\pm$ din integrala (2.9) corespund semispațiilor $z>0$, respectiv $z<0$.

Introducînd expresiile (2.10) și (2.12) în (2.9), ținînd seama de (2.11) și luînd în considerare numai semispațiul inferior ($z>0$), se obține:

$$\frac{e^{-imr}}{r}=\frac{im}{2\pi}\int_{\pi/2}^{i\infty}\int_{0}^{2\pi} exp[-im(x\sin\alpha\cos\beta+y\sin\alpha\sin\beta-z\cos\alpha)]\sin\alpha\,d\alpha d\beta. \tag{2.13}$$

Se observă că integrala Sommerfeld (vezi forma ei exprimată de (2.13)) reprezintă o sumă de unde plane. Insumarea se face pe sferă și, deci, limitele de integrare pentru β sînt 0 și 2π, iar pentru α ar trebui să fie 0 și π. Pentru $\xi>m$, mărimea $\sqrt{\xi^2-m^2}$ este reală și, conform relației (2.12), unghiul α este imaginar; undele plane din suma (2.13) vor căpăta o valoare complexă a argumentului. De aceea, în integrala (2.13) s-a considerat că α variază de la $\pi/2$ la 0 de-a lungul axei reale și de la 0 la ∞ de-a lungul axei imaginare. Ținînd seama de aceasta și introducînd termenul neglijat mai sus ($e^{i\omega t}$), integrala (2.13) poate fi scrisă sub forma:

$$\frac{1}{r}e^{i\omega\left(t-\frac{r}{V}\right)}=\frac{i\omega}{2\pi V}\left\{-\int_{0}^{\pi/2}\int_{0}^{2\pi} exp\left[i\omega\left(t-\frac{x\sin\alpha\cos\beta+y\sin\alpha\sin\beta-z\cos\alpha}{V}\right)\right]\sin\alpha\,d\alpha d\beta+\right.$$

$$\left.+\int_{0}^{i\infty}\int_{0}^{2\pi} exp\left[i\omega\left(t-\frac{x\sin\alpha\cos\beta+y\sin\alpha\sin\beta-z\cos\alpha}{V}\right)\right]\sin\alpha\,d\alpha d\beta_q\right\}. \tag{2.14}$$

Primul termen al expresiei (2.14) reprezintă o sumă de unde cu argument real, adică o sumă de unde plane omogene definite de ecuațiile (2.3) și (2.4). Al doilea termen din (2.14) reprezintă o sumă de unde plane cu argument complex. S-a arătat mai sus că argumentul este complex datorită unghiului α care devine imaginar. În acest caz se poate scrie

$$\cos\alpha=i\varepsilon;\qquad \sin\alpha=\sqrt{1+\varepsilon^2}, \tag{2.15}$$

unde ε este un număr real.

Unda plană cu argument complex poate fi reprezentată, ținînd seamă de relațiile (2.15), sub forma:

$$exp\left[i\omega\left(t-\frac{x\sin\alpha\cos\beta+y\sin\alpha\sin\beta-z\cos\alpha}{V}\right)\right]=$$

$$=exp\left[i\omega\left(t-\frac{(x\cos\beta+y\sin\beta)\sqrt{1+\varepsilon^2}}{V}\right)\right]exp[-pz], \tag{2.16}$$

unde $$p=\omega\varepsilon/V.$$

Undele de tipul celor exprimate de relația (2.16) se numesc *unde plane neomogene*. Prin urmare, la reprezentarea undei sferice sub forma unei sume de unde plane există, în cadrul acelei sume, și componente plane cu argument complex. Existența undelor neomogene lărgește posibilitatea analizei fizico-matematice a proceselor ondulatorii complicate ca: reflexia internă totală, undele de suprafață etc.

Scanned with OKEN Scanner

Considerăm că tot în cadrul acestui subcapitol este indicat să prezentăm cîteva principii fundamentale care se aplică și la propagarea undelor seismice.

Se știe că ecuațiile undelor (vezi, de exemplu, ecuația (1.8)) sînt liniare în raport cu funcțiile $f=\varphi$, ψ și $F=\Phi, \Psi$. Din liniaritatea acestor ecuații rezultă că, dacă $f_1, f_2 \ldots f_n$ sînt soluții ale ecuației undelor (soluții corespunzătoare potențialelor $F_1, F_2 \ldots F_n$), atunci $f=\sum_{j=1}^{n} f_j$ este soluția ecuației undelor pentru potențialul de excitație $F=\sum_{j=1}^{n} F_j$. Deci, dacă în mediul elastic au loc deformări provenite din diferite cauze (de la surse diferite), atunci fiecare din ele se propagă și există independent de celelalte, iar deformarea totală poate fi aflată ca rezultat al sumării algebrice a deformărilor individuale. Acest principiu, care rezultă din liniaritatea ecuației undelor, este cunoscut sub denumirea de principiul suprapunerii sau superpoziției.

Undele seismice generate de o sursă aflată într-un punct O_1 și recepționate într-un alt punct O_2 al mediului, trebuie să fie înregistrate cu durată de parcurs (timp de parcurs), formă și intensitate (ale oscilațiilor) identice cu cele ale undelor generate în O_2 și recepționate în O_1, dacă în O_1 și O_2 condițiile de explozie și de recepție sînt identice. Punctele O_1 și O_2 se numesc puncte reciproce, iar enunțul din fraza precedentă reprezintă principiul reciprocității.

Să considerăm un domeniu Ω (în care se găsesc sursele de deformări) și o suprafață închisă A (fig. 2.7, *a*). Conform formulei Kirchoff (vezi Enescu și Orban, 1979), deformarea observată într-un punct $M(x, y, z)$ reprezintă suma integrală a deformărilor ce se propagă cu viteza V de la diferite puncte ale suprafeței A pînă în punctul M. Punctele suprafeței A se comportă, deci, ca niște surse elementare de deformări care emit unde în toate direcțiile. Suma acestor unde coincide cu unda produsă de sursa aflată în domeniul Ω. Prin urmare, dacă suprafața A reprezintă frontul de undă, se poate considera că orice punct al acesteia se comportă ca o sursă punctiformă de oscilații. Acesta este principiul Huygens, iar formula Kirchoff este expresia cantitativă a acestui principiu.

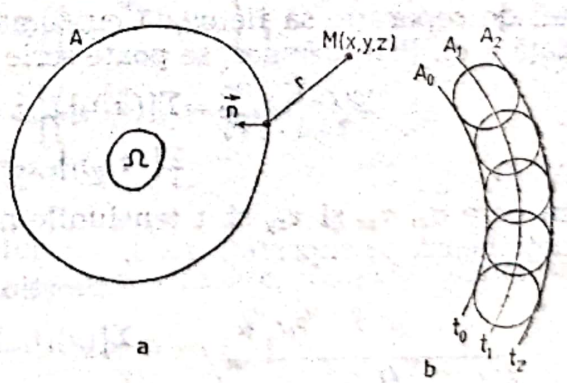


Fig. 2.7. Schiță explicativă privind principiul Huygens.

Dacă la momentul $t=t_1$, frontul de undă are poziția A_1 (fig. 2.7, *b*), conform principiului Huygens, punctele de pe această suprafață vor emite unde sferice. Astfel, la momentul $t_1+\Delta t$ razele acestor sfere elementare sînt egale cu $\Delta r=V\Delta t$, iar suprafața înfășurătoare A_2 a familiei de sfere elementare reprezintă frontul de undă la momentul $t_2=t_1+\Delta t$ și suprafața înfășurătoare (A_0 coincide cu frontul de undă în momentul precedent) $t_0=t_1-\Delta t$ (fig. 2.7, *b*).

Un alt principiu fundamental este reprezentat de principiul Fermat, conform căruia unda se propagă pe drumul de timp minim, adică timpul de parcurs al undei de-a lungul razei este minim. În cazul mediului

Scanned with OKEN Scanner

omogen, principiul Fermat conduce la concluzia că razele sînt rectilinii. Acest principiu poate fi aplicat și în cazul mediului neomogen, permițînd determinarea formei razelor prin rezolvarea problemei variaționale respective. Principiul Fermat poate fi tratat nu numai ca principiu al timpului minim, ci și ca principiu al timpului staționar.

2.2. Cîteva noțiuni privind propagarea undelor seismice în mediul semiinfinit stratificat și absorbant

Mediul real prin care se propagă undele seismice generate de explozii sau de alte surse (tot artificiale, sau naturale) este mult mai complicat decît s-a considerat pînă aici. El nu este perfect elastic, nici izotrop. Este neomogen, este format din multe strate cu diferiți parametri geometrici și cu proprietăți fizice diferite etc.

Parametrii fizici ce caracterizează, din punctul de vedere al propagării undelor seismice, fiecare strat al mediului stratificat, izotrop și neabsorbant sînt: coeficientul Poisson ν, modulul lui Young Y și densitatea ρ (sau cele două viteze de propagare V_P și V_S și densitatea ρ).

2.2.1. Condiții la limită. Reflexia și refracția undelor seismice

Să considerăm două medii izotrope omogene separate de limita netă R (fig. 2.8). O sursă seismică aflată în mediul *1* produce cîmpurile de deplasări $\vec{U}_1(x, y, z, t)$ și $\vec{U}_2(x, y, z, t)$ respectiv în mediile *1* și *2*. Existînd deformări în ambele medii, este necesar, conform legii a treia a lui Newton, ca suma tensiunilor ce acționează pe una din fețele limitei de separație să fie egală cu suma tensiunilor ce acționează pe cealaltă față a ei. Prin urmare, se poate scrie

$$\Sigma[(\sigma_z)_1]_{z=0} = \Sigma[(\sigma_z)_2]_{z=0};\quad \Sigma[(\tau_{zx})_1]_{z=0} = \Sigma[(\tau_{zx})_2]_{z=0};$$
$$\Sigma[(\tau_{zy})_1]_{z=0} = \Sigma[(\tau_{zy})_2]_{z=0}, \tag{2.17}$$

în care σ_z, τ_{zx} și τ_{zy} sînt tensiunile normală și, respectiv, tangențiale, care acționează pe suprafața $z=0$.

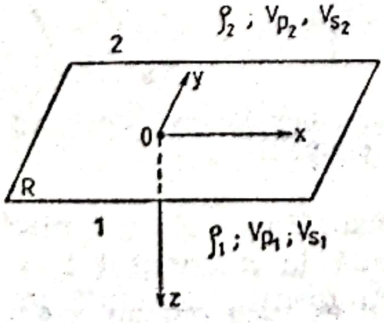


Fig. 2.8. Limită de separație între două medii (strate) de densități diferite și viteze diferite de propagare a undelor seismice.

Se știe, de asemenea, că

$$\Sigma[(u)_1]_{z=0} = \Sigma[(u)_2]_{z=0};\quad \Sigma[(v)_1]_{z=0} = \Sigma[(v)_2]_{z=0};$$
$$\Sigma[(w)_1]_{z=0} = \Sigma[(w)_2]_{z=0} \tag{2.18}$$

unde u, v, $w = U_x$, U_y, U_z sînt componentele deplasării $U(x, y, z)$ după axele x, y, z.

Studiul fenomenelor de reflexie și refracție poate fi făcut mai ușor cu ajutorul teoriei undelor plane, neluînd în considerare sfericitatea frontului de undă la incidența acestuia pe limita de separație. Analiza comportării undelor plane conduce la concluzii ce pot fi atribuite și undelor sferice, întrucît acestea din

Scanned with OKEN Scanner

urmă pot fi reprezentate sub forma unei sume de unde plane (integrala Sommerfeld). În cazurile în care unele fenomene nu pot fi explicate cu ajutorul teoriei undelor plane, se apelează la teoria undelor sferice.

Analizînd propagarea undelor în planul xz, potențialele deplasărilor sau deplasările trebuie să satisfacă ecuațiile omogene de undă:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - V_P^2\Delta\varphi = 0; \quad \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} - V_S^2\Delta\psi = 0; \quad \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - V_S^2\Delta v = 0 \tag{2.19}$$

și relațiile

$$u = \frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{\partial\psi}{\partial z}; \quad v = v; \quad w = \frac{\partial\varphi}{\partial z} - \frac{\partial\psi}{\partial x} \tag{2.20}$$

Cele trei ecuații din (2.19) reprezintă undele longitudinale (potențialul φ), undele transversale de tip SV (potențialul ψ) și undele transversale de tip SH (deplasarea v normală pe planul xz).

Să considerăm cazul incidenței unei unde longitudinale, pe care s-o notăm cu P_1 (fig. 2.9). Necesitatea respectării condițiilor la limită (2.17) și (2.18) impune generarea (confirmată de datele de observație) a două unde reflectate (unda longitudinală P_1P_1 și unda transversală P_1S_1) și a două unde refractate (P_1P_2 și P_1S_2). Din necesitatea respectării condițiilor la limită rezultă de asemenea că undele transversale P_1S_1 și P_1S_2 nu conțin componenta SH. Ținînd seamă de aceasta și de faptul că problema este tratată în planul xz, trebuie admis, pentru aceste unde, că $v=0$ și $\tau_{yz}=0$. De aceea, cele șase condiții la limită (2.17) și (2.18) se reduc la patru, care, conform legii lui Hooke în mediul izotrop, au forma:

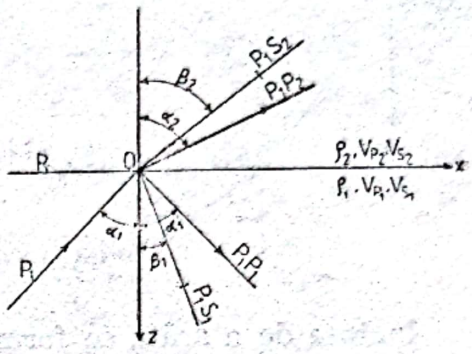


Fig. 2.9. Schiță privind reflexia și refracția undelor seismice pe o limită dintre două strate.

$$\Sigma[(u)_1]_{z=0} = \Sigma[(u)_2]_{z=0}; \quad \Sigma[(w)_1]_{z=0} = \Sigma[(w)_2]_{z=0}$$

$$\Sigma\left[\left(2\mu\frac{\partial w}{\partial z} + \lambda\theta\right)_1\right]_{z=0} = \Sigma\left[\left(2\mu\frac{\partial w}{\partial z} + \lambda\theta\right)_2\right]_{z=0}; \tag{2.21}$$

$$\Sigma\left[\left(\mu\frac{\partial u}{\partial z} + \mu\frac{\partial w}{\partial x}\right)_1\right]_{z=0} = \Sigma\left[\left(\mu\frac{\partial u}{\partial z} + \mu\frac{\partial w}{\partial x}\right)_2\right]_{z=0},$$

în care

$$\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \operatorname{div}\vec{U} \tag{2.22}$$

reprezintă deformarea specifică de volum.

Dacă pentru potențialele φ și ψ, corespunzătoare undelor plane, se admite forma armonică

$$\varphi_{P_1} = a_{P_1}\exp\left[i\omega\left(t - \frac{x\sin\alpha_1 - z\cos\alpha_1}{V_{P_1}}\right)\right];$$

$$\varphi_{P_1P_1} = a_{P_1P_1}\exp\left[i\omega\left(t - \frac{x\sin\alpha_1' + z\cos\alpha_1'}{V_{P_1}}\right)\right];$$

$$\psi_{P_1S_1} = a_{P_1S_1}\exp\left[i\omega\left(t - \frac{x\sin\beta_1 + z\cos\beta_1}{V_{S_1}}\right)\right]; \tag{2.23}$$

$$\varphi_{P_1P_2} = a_{P_1P_2}\exp\left[i\omega\left(t - \frac{x\sin\alpha_2 - z\cos\alpha_2}{V_{P_2}}\right)\right];$$

$$\psi_{P_1S_2} = a_{P_1S_2}\exp\left[i\omega\left(t - \frac{x\sin\beta_2 - z\cos\beta_2}{V_{S_2}}\right)\right],$$

Scanned with OKEN Scanner

generalitatea rezultatelor nu este afectată, întrucît aceste potențiale pot fi reprezentate sub forma unei sume de oscilații armonice (integrala Fourier). Forma (2.23) reprezintă una din armonicele componente, iar rezultatele obținute pentru o armonică pot fi extinse, în afară de unele cazuri speciale, la întreaga sumă de oscilații armonice. De altfel, dacă în condițiile la limită ar fi introduse potențialele φ și ψ sub formă de sumă Fourier, semnul integrală s-ar elimina automat.

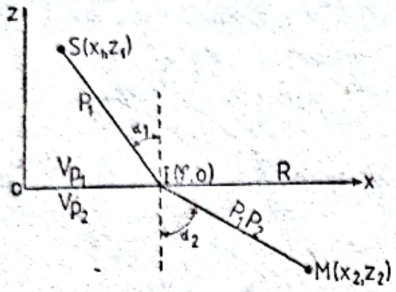


Fig. 2.10. Schiță pentru deducerea legii lui Snell.

Înainte de a arăta ce formă capătă cele patru condiții la limită (2.21), este necesară cunoașterea relației dintre unghiurile de incidență (α_1), reflexie (α_1', β_1), refracție (α_2, β_2) și vitezele de propagare a undelor în cele două medii (strate). Pentru simplitate, să luăm în considerare numai unda incidentă P_1, generată de sursa $S(x_1, z_1)$ aflată în stratul *1* (fig. 2.10) și unda refractată P_1P_2. Pentru ca unda generată în S să ajungă într-un punct $M(x_2, z_2)$ din stratul *2*, ea va trebui să se propage, conform principiului Fermat, pe drumul de timp minim. Adică, expresia timpului de parcurs

$$t=\frac{1}{V_{P_1}}\sqrt{(\xi-x_1)^2+z_1^2}+\frac{1}{V_{P_2}}\sqrt{(x_2-\xi)^2+z_2^2}$$

trebuie să satisfacă condiția $dt/d\xi=0$, din care rezultă

$$\frac{\sin\alpha_1}{V_{P_1}}=\frac{\sin\alpha_2}{V_{P_2}}$$

Luînd în considerare toate undele reflectate și refractate din figura 2.9, se poate scrie relația

$$\frac{\sin\alpha_1}{V_{P_1}}=\frac{\sin\alpha_1'}{V_{P_1}}=\frac{\sin\beta_1}{V_{S_1}}=\frac{\sin\alpha_2}{V_{P_2}}=\frac{\sin\beta_2}{V_{S_2}}=\frac{1}{V^*};\alpha_1=\alpha_1', \qquad (2.24)$$

care reprezintă legea reflexiei și a refracției undelor, cunoscută și sub denumirea de legea lui Snell.

După cum se știe, prin viteză de propagare $V=V_P$, V_S se înțelege viteza cu care frontul de undă se deplasează de-a lungul razei. Prin viteză aparentă se înțelege viteza cu care frontul de undă se deplasează de-a lungul oricărei alte direcții în afară de aceea normală pe frontul de undă. Astfel, mărimea V^* din relația (2.24) reprezintă viteza cu care cele cinci unde se propagă de-a lungul direcției Ox de pe limita R (v. fig. 2.9).

Expresia de forma

$$\frac{V}{\sin i}=V^*;\ i=\alpha,\ \beta \qquad (2.25)$$

este cunoscută sub denumirea de legea lui Bendorf.

Scanned with OKEN Scanner

Introducînd, cu ajutorul relațiilor (2.20) și (2.22), expresiile potențialelor (2.23) în condițiile la limită (2.21), calculînd toate derivatele din relațiile ce se obțin și luînd în considerare relația (2.24), se obține următorul sistem de patru ecuații:

$$
\begin{aligned}
&-K_{P_1P_1}\sin\alpha_1-K_{P_1S_1}\cos\beta_1+K_{P_1P_2}\sin\alpha_2-K_{P_1S_2}\cos\beta_2=\sin\alpha_1\\
&-K_{P_1P_1}\cos\alpha_1+K_{P_1S_1}\sin\beta_1-K_{P_1P_2}\cos\alpha_2-K_{P_1S_2}\sin\beta_2=-\cos\alpha_1\\
&-K_{P_1P_1}\cos 2\beta_1+K_{P_1S_1}\frac{V_{S_1}}{V_{P_1}}\sin 2\beta_1+K_{P_1P_2}\frac{V_{P_2}}{V_{P_1}}\frac{\rho_2}{\rho_1}\cos 2\beta_2+\\
&\qquad+K_{P_1S_2}\frac{V_{S_2}}{V_{P_1}}\frac{\rho_2}{\rho_1}\sin 2\beta_2=\cos 2\beta_1 \qquad (2.26)\\
&K_{P_1P_1}\sin 2\alpha_1+K_{P_1S_1}\frac{V_{P_1}}{V_{S_1}}\cos 2\beta_1+K_{P_1P_2}\frac{\rho_2}{\rho_1}\frac{V_{P_1}}{V_{P_2}}\frac{V_{S_2}^2}{V_{S_1}^2}\sin 2\alpha_2-\\
&\qquad-K_{P_1S_2}\frac{\rho_2}{\rho_1}\frac{V_{P_1}V_{S_2}}{V_{S_1}^2}\cos 2\beta_2=\sin 2\alpha_1,
\end{aligned}
$$

unde

$$
\begin{aligned}
K_{P_1P_1}&=\frac{a_{P_1P_1}}{a_{P_1}}\cdot\frac{V_{P_1}}{V_{P_1}};\quad K_{P_1S_1}=\frac{a_{P_1S_1}}{a_{P_1}}\frac{V_{P_1}}{V_{S_1}};\\
K_{P_1P_2}&=\frac{a_{P_1P_2}}{a_{P_1}}\frac{V_{P_1}}{V_{P_2}};\quad K_{P_1S_2}=\frac{a_{P_1S_2}}{a_{P_1}}\frac{V_{P_1}}{V_{S_2}}
\end{aligned}
\qquad (2.27)
$$

Se constată simplu că:

$$
\begin{aligned}
K_{P_1P_1}&=\left(\frac{U_{P_1P_1}}{U_{P_1}}\right)_{z=0}=\frac{A_{P_1P_1}}{A_{P_1}};\quad K_{P_1S_1}=\left(\frac{U_{P_1S_1}}{U_{P_1}}\right)_{z=0}=\frac{A_{P_1S_1}}{A_{P_1}};\\
K_{P_1P_2}&=\left(\frac{U_{P_1P_2}}{U_{P_1}}\right)_{z=0}=\frac{A_{P_1P_2}}{A_{P_1}};\quad K_{P_1S_2}=\left(\frac{U_{P_1S_2}}{U_{P_1}}\right)_{z=0}=\frac{A_{P_1S_2}}{A_{P_1}}
\end{aligned}
\qquad (2.28)
$$

Prin urmare, mărimea $K=K_{P_1P_1}$, $K_{P_1S_1}$, $K_{P_1P_2}$, $K_{P_1S_2}$ reprezintă raportul dintre amplitudinea deplasării în unda reflectată ($A_{P_1P_1}$ sau $A_{P_1S_1}$) sau refractată ($A_{P_1P_2}$ sau $A_{P_1S_2}$) și amplitudinea deplasării în unda incidentă, pentru $z=0$ (la limita R). De aceea, mărimile $K_{P_1P_1}$ și $K_{P_1S_1}$ se numesc coeficienți de reflexie, iar $K_{P_1P_2}$ și $K_{P_1S_2}$ coeficienți de refracție (sau de transmisie).

Undele reflectate și refractate care au aceeași natură cu unda incidentă (în cazul analizat, undele P_1P_1 și P_1P_2) sînt denumite unde monogene, iar cele care nu sînt de aceeași natură cu unda incidentă (undele P_1S_1 și P_1S_2) sînt unde de schimb.

Rezolvarea sistemului de patru ecuații (2.26) conduce la stabilirea expresiilor celor patru necunoscute $K_{P_1P_1}$, $K_{P_1S_1}$, $K_{P_1P_2}$, $K_{P_1S_2}$ în funcție de unghiul de incidență α_1 și de mărimile V_{P_1}, V_{P_2}, V_{S_1}, V_{S_2}, ρ_1 și ρ_2. Astfel, cunoscînd structura mediului, pot fi calculați coeficienții de reflexie și de refracție în funcție de unghiul de incidență.

Scanned with OKEN Scanner

În cazul incidenței normale ($\alpha_1=0$ și $\beta_1=\alpha_2=\beta_2=0$), cele patru ecuații (2.26) devin:

$$-K_{P_1S_1}-K_{P_1S_2}=0;\quad -K_{P_1P_1}+K_{P_1P_2}\frac{\rho_2}{\rho_1}\frac{V_{P_2}}{V_{P_1}}=1;$$
$$K_{P_1P_1}+K_{P_1P_2}=1;\quad K_{P_1S_1}-K_{P_1S_2}\,\rho_2/\rho_1 V_{S_2}/V_{S_1}=0, \tag{2.29}$$

din care rezultă următoarele expresii:

$$K_{P_1P_1}=\frac{\rho_2V_{P_2}-\rho_1V_{P_1}}{\rho_2V_{P_2}+\rho_1V_{P_1}};\quad K_{P_1P_2}=\frac{2\rho_1V_{P_1}}{\rho_2V_{P_2}+\rho_1V_{P_1}};\quad K_{P_1S_1}=K_{P_1S_2}=0. \tag{2.30}$$

Observăm că în cazul incidenței normale nu apar unde de schimb iar între coeficienții $K_{P_1P_1}$ și $K_{P_2P_2}$ există relația

$$K_{P_1P_2}=1-K_{P_1P_1}. \tag{2.31}$$

Din (2.30) rezultă, de asemenea, că unda reflectată apare numai dacă este satisfăcută condiția $\rho_2V_{P_2}\neq\rho_1V_{P_1}$, în care produsul ρ_jV_j este denumit impedanță caracteristică sau rezistivitate acustică a stratului j. Reflexia undelor are loc, deci, pe limite de separație a impedanțelor caracteristice (limite reflectatoare), în timp ce refracția se produce pe limite de separație a vitezelor (limite refractatoare). Întrucît densitatea rocilor variază în limite mult mai restrînse decît vitezele, în foarte multe cazuri limitele de viteză coincid cu cele de impedanță caracteristică.

Dacă $\rho_2V_{P_2}<\rho_1V_{P_1}$, rezultă din (2.30) că semnul deplasării în unda longitudinală reflectată diferă de cel al deplasării în unda longitudinală incidentă. Prin urmare, dacă reflexia are loc de la un mediu cu impedanță caracteristică mică, faza undei în momentul reflexiei se schimbă, oscilațiile în unda longitudinală reflectată fiind decalate cu π față de cele în unda longitudinală incidentă; cînd pe limită incide zona de comprimare a undei, se va reflecta zona de dilatare și, invers, cînd incide zona de dilatare, se reflectă zona de comprimare. Acest fenomen poartă denumirea de *pierdere a semiundei*.

Dacă reflexia are loc de la un mediu cu impedanță caracteristică mare ($\rho_2V_{P_2}>\rho_1V_{P_1}$), decalajul de fază dintre unda reflectată și cea incidentă este nul. Semnul deplasării în unda longitudinală refractată nu diferă de semnul deplasării în unda longitudinală incidentă, deoarece coeficientul $K_{P_1P_2}$ este întotdeauna pozitiv. Prin urmare, decalajul de fază dintre cele două unde este nul.

Analiza fenomenelor de reflexie și refracție ce se produc în cazul incidenței undei transversale pe o limită de separație netă dintre două strate nu comportă deosebiri mari față de cazul analizat mai sus (vezi, de exemplu, Enescu și Orban, 1979; Constantinescu și Enescu, 1985).

Undele seismice generate de explozii sau de alte surse se propagă în interiorul Pămîntului, unde suferă diferite transformări (prin reflexie, refracție etc.) și ajung la suprafața de observație (care, de obicei, coincide cu suprafața Pămîntului) unde sînt recepționate și înregistrate cu ajutorul unei aparaturi speciale. Întrucît densitatea aerului este foarte mică în comparație cu densitatea rocilor, suprafața Pămîntului poate fi considerată o suprafață liberă.

Să considerăm incidența undei P pe suprafața liberă (fig. 2.11). Condițiile la limită au forma:

$$\Sigma(\sigma_z)_{z=0}=0;\quad \Sigma(\tau_{zx})_{z=0}=0 \tag{2.32}$$

Scanned with OKEN Scanner

Pentru potențialele corespunzătoare undei incidente P și celor două unde reflectate care iau naștere (una longitudinală PP și alta transversală PS — fig. 2.11) poate fi admisă, de asemenea, forma armonică, adică:

$$\varphi_P = a_P \exp\left[i\omega\left(t - \frac{x\sin\alpha - z\cos\alpha}{V_P}\right)\right];\quad \varphi_{PP} = a_{PP}\exp\left[i\omega\left(t - \frac{x\sin\alpha + z\cos\alpha}{V_P}\right)\right];$$

$$\psi_{PS} = a_{PS}\exp\left[i\omega\left(t - \frac{x\sin\beta + z\cos\beta}{V_S}\right)\right]. \tag{2.33}$$

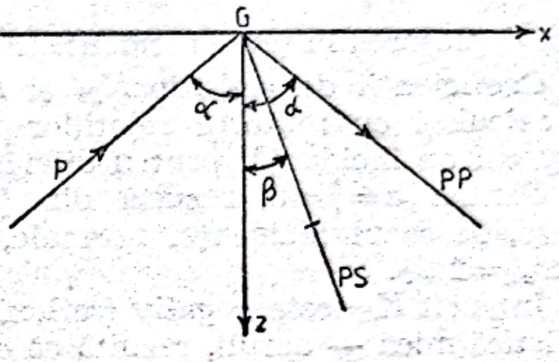


Fig. 2.11. Reflexie pe suprafața liberă.

Ținînd seama de legea lui Hooke în mediul izotrop și de relațiile (2.20) și (2.33), condițiile la limită (2.32) devin

$$\begin{aligned} -K_{PP}\cos 2\beta + K_{PS}\frac{V_S}{V_P}\sin 2\beta &= \cos 2\beta \\ K_{PP}\sin 2\alpha + K_{PS}\frac{V_P}{V_S}\cos 2\beta &= \sin 2\alpha, \end{aligned} \tag{2.34}$$

unde

$$K_{PP} = \frac{a_{PP}}{a_P}\,\frac{V_P}{V_P} = \frac{A_{PP}}{A_P};\quad K_{PS} = \frac{a_{PS}}{a_P}\,\frac{V_P}{V_S} = \frac{A_{PS}}{A_P} \tag{2.35}$$

sînt coeficienții de reflexie ale căror expresii, obținute prin rezolvarea sistemului de ecuații (2.34), au forma:

$$K_{PP} = \frac{1-N}{1+N};\quad K_{PS} = \frac{2V_P}{V_S(1+N)}\operatorname{cotg} 2\beta, \tag{2.36}$$

unde

$$N = \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\beta}\operatorname{cotg}^2 2\beta.$$

Deplasarea solului, recepționată de un seismograf amplasat pe suprafața Pămîntului în punctul G (fig. 2.11), este reprezentată de suma deplasărilor în cele trei unde. Deci, componentele deplasării solului pot fi calculate cu ajutorul relațiilor:

$$u_{sol} = \left[\frac{\partial}{\partial x}(\varphi_P + \varphi_{PP}) + \frac{\partial\psi_{PS}}{\partial z}\right]_{z=0};\quad w_{sol} = \left[\frac{\partial}{\partial z}(\varphi_P + \varphi_{PP}) - \frac{\partial\psi_{PS}}{\partial x}\right]_{z=0} \tag{2.37}$$

Componentele deplasării în unda incidentă la suprafața liberă (pentru $z=0$) au expresiile:

$$u_{inc} = \left(\frac{\partial\varphi_P}{\partial x}\right)_{z=0};\quad w_{inc} = \left(\frac{\partial\varphi_P}{\partial z}\right)_{z=0};\quad v_{inc} = 0. \tag{2.38}$$

Scanned with OKEN Scanner

Efectuînd calculele cerute de relațiile (2.37) și (2.38), se obține:

$$\frac{u_{sol}}{U_P} = -\sin\alpha\left[1+K_{PP}+K_{PS}\frac{V_S}{V_P}\operatorname{cotg}\beta\right]=K_u\ ;$$
$$\frac{w_{sol}}{U_P} = \cos\alpha\left[1-K_{PP}+K_{PS}\frac{V_S}{V_P}\operatorname{tg}\alpha\right]=K_w, \tag{2.39}$$

în care

$$U_P=\sqrt{u_{inc}^2+w_{inc}^2}=\sqrt{\left(\frac{\partial\varphi_P}{\partial x}\right)_{z=0}^2+\left(\frac{\partial\varphi_P}{\partial z}\right)_{z=0}^2} \tag{2.40}$$

este deplasarea în unda incidentă, la limita liberă.

Coeficienții de reflexie K_{PP} și K_{PS} și cei de conversie K_u și K_w pot fi calculați cu ajutorul relațiilor (2.36), respectiv (2.39), în funcție de unghiul de incidență, pentru diferite valori ale vitezelor V_P și V_S.

Pentru $\alpha=\beta=0$, rezultă din (2.34): $K_{PP}=-1$ și $K_{PS}=0$. Prin urmare, în cazul incidenței normale, unda de schimb lipsește, iar $u_{sol}=0$ și $w_{sol}=2\,U_P$.

Întrucît K_{PP} este negativ (reflexie de la un mediu cu impedanță caracteristică mică — aerul), rezultă că oscilațiile în unda longitudinală reflectată sînt decalate cu π față de cele în unda longitudinală incidentă. Prin urmare, dacă pe suprafața liberă incide o undă longitudinală de compresiune, unda reflectată longitudinală va fi o undă de dilatare (de rarefiere).

Modul de tratare a problemei în cazul incidenței undei transversale pe suprafața liberă este, în general, asemănător cu cazul prezentat mai sus (vezi, de exemplu, Enescu și Orban, 1979; Constantinescu și Enescu, 1985).

Fenomenul de reflexie și refracție prezintă anumite particularități în funcție de relațiile posibile dintre vitezele de propagare a undelor seismice în cele două strate separate de limita R. Mai jos este prezentată această analiză pentru cazul incidenței undei longitudinale.

Dacă $V_{P_2}<V_{P_1}$, rezultă din legea lui Snell că $\alpha_2<\alpha_1$, $\beta_2<\alpha_1$ și $\beta_1<\alpha_1$, ceea ce conduce la concluzia că cei patru coeficienți (de reflexie și refracție) sînt mărimi reale, iar forma oscilațiilor în undele reflectate și refractate nu este diferită de forma oscilațiilor în unda incidentă.

Pentru $V_{P_2}>V_{P_1}$ și $V_{S_2}<V_{P_1}$, rezultă $\alpha_2>\alpha_1$, $\beta_2<\alpha_1$ și $\beta_1<\alpha_1$. Întrucît $\alpha_2>\alpha_1$, pentru o anumită valoare (valoarea critică) a unghiului de incidență $\alpha_1=i_{PP}$, unghiul de refracție α_2 capătă valoarea $\pi/2$, iar unda P_1P_2 se propagă de-a lungul limitei de separație.

Pentru $\alpha_1=i_{PP}$, rezultă din legea lui Snell relația

$$\sin i_{PP}=V_{P_1}/V_{P_2}. \tag{2.41}$$

Dacă $\alpha_1>i_{PP}$, evident $\sin\alpha_1>V_{P_1}/V_{P_2}$, iar unghiul α_2 devine imaginar, deoarece

$$\cos\alpha_2=\sqrt{1-(V_{P_2}/V_{P_1})^2\sin^2\alpha_1}=i\varepsilon\ ;\ \sin\alpha_2=\sqrt{1+\varepsilon^2}, \tag{2.42}$$

unde

$$\varepsilon=\frac{V_{P_2}}{V_{P_1}}\sqrt{\sin^2\alpha_1-(V_{P_1}/V_{P_2})^2}.$$

Scanned with OKEN Scanner

În acest caz, cei patru coeficienți (de reflexie și refracție) devin mărimi complexe, căpătînd forma:

$$K(\alpha_1)=K'(\alpha_1)e^{iK''(\alpha_1)} \tag{2.43}$$

Potențialul corespunzător undei incidente P_1 poate fi scris sub formă de integrală Fourier astfel:

$$\varphi_{P_1}=a_{P_1}\int_{-\infty}^{+\infty}|S(\omega)|\exp[i\nu(\omega)]\exp\left[i\omega\left(t-\frac{x\sin\alpha_1-z\cos\alpha_1}{V_{P_1}}\right)\right]d\omega, \tag{2.44}$$

iar potențialul undei reflectate P_1P_2 va avea expresia

$$\varphi_{P_1P_1}=K'_{P_1P_1}\cdot a_{P_1}\int_{-\infty}^{+\infty}|S(\omega)|\exp[i\nu(\omega)]\exp\left[i\omega\left(t-\frac{x\sin\alpha_1+z\cos\alpha_1}{V_{P_1}}+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{K''_{P_1P_1}}{\omega}\right)\right]d\omega, \tag{2.45}$$

din care se observă că fiecare undă armonică reflectată are, în comparație cu unda incidentă, un decalaj de timp care depinde de frecvența ei. Expresia potențialului $\varphi_{P_1P_1}$ poate fi scrisă și sub forma:

$$\varphi_{P_1P_1}=K'_{P_1P_1}\cdot a_{P_1}\int_{-\infty}^{+\infty}|S(\omega)|\exp[i\nu(\omega)+iK''_{P_1P_1}]\exp\left[i\omega\left(t-\frac{x\sin\alpha_1+z\cos\alpha_1}{V_{P_1}}\right)\right]d\omega, \tag{2.46}$$

care arată că spectrul de fază al oscilațiilor în unda reflectată diferă de cel al oscilațiilor în unda incidentă. Asemenea decalaje de fază apar și în cazul celorlalte trei unde (P_1S_1, P_1P_2 și P_1S_2).

Prin urmare, coeficienții de reflexie și refracție devin mărimi complexe, iar spectrele de fază ale undelor reflectate și refractate diferă de spectrul de fază al undei incidente. Din această cauză forma oscilațiilor în undele reflectate și refractate este diferită de forma oscilațiilor în unda incidentă. Dependența defazajului K'' de unghiul α_1 demonstrează că forma oscilațiilor depinde și de unghiul de incidență după ce acesta a depășit valoarea critică.

Este de asemenea important să se analizeze expresia potențialului $\varphi_{P_1P_2}$ pentru $\alpha_1>i_{PP}$. Ținînd seama de relațiile (2.27), (2.28), (2.42) și (2.43), se poate scrie

$$\varphi_{P_1P_1}=a_{P_1}\frac{V_{P_2}}{V_{P_1}}K'_{P_1P_2}\int_{-\infty}^{+\infty}|S(\omega)|\exp[i\nu(\omega)+$$
$$+iK''_{P_1P_2}]\exp\left[i\omega\left(t-\frac{x\sqrt{1+\varepsilon^2}-i\varepsilon z}{V_{P_2}}\right)\right]d\omega \tag{2.47}$$

sau

$$\varphi_{P_1P_2}=a_{P_1}\frac{V_{P_2}}{V_{P_1}}K'_{P_1P_2}\int_{-\infty}^{+\infty}|S(\omega)|\exp[i\nu(\omega)+$$
$$+iK''_{P_1P_2}]\exp\left[i\omega\left(t-\frac{x\sqrt{1+\varepsilon^2}}{V_{P_2}}\right)\right]\exp(-pz)d\omega, \tag{2.48}$$

unde $p=\omega\varepsilon/V_{P_2}$.

Scanned with OKEN Scanner

Forma (2.47) a potențialului $\varphi_{P_1P_2}$ demonstrează că unda plană P_1P_2 a devenit, pentru $\alpha_1 > i_{PP}$, o undă plană neomogenă. În afară de defazajul $K''_{P_1P_2}$, în expresia (2.48) apare termenul e^{-pz} caracteristic undelor neomogene. Intervenția termenului e^{-pz} demonstrează că potențialul sau deplasarea în unda neomogenă P_1P_2 descrește repede pe măsura depărtării de limita de separație. Unda refractată P_1P_2, devenită neomogenă, se propagă de-a lungul limitei de separație și există numai într-un strat subțire adiacent limitei. Întrucît unda neomogenă P_1P_2 alunecă de-a lungul limitei de separație, ea poartă denumirea de undă alunecătoare.

Se știe că

$$\frac{V_{P_1}}{\sin \alpha_1} = V_1^* \; ; \frac{V_{P_2}}{\sin \alpha_2} = V_2^* ; \; V_1^* = V_2^* \tag{2.49}$$

Dacă α_1 crește, V_1^* și V_2^* scad tinzînd către limitele lor inferioare V_{P_1}, respectiv V_{P_2}. Pentru $\alpha_1 = i_{PP}$, rezultă

$$V_{P_1}/\sin i_{PP} = V_1^* = V_2^* = V_{P_2} \tag{2.50}$$

Prin urmare, la valoarea critică i_{PP} a unghiului α_1, viteza aparentă a undei P_1P_2 și-a atins limita minimă ($V_2^* = V_{P_2}$). Întrucît viteza V_1^* nu și-a atins încă valoarea minimă, ea va descreste în continuare datorită creșterii unghiului α_1. Astfel, din punctul A (fig. 2.12) unda P_1P_2 se va detașa de unda P_1 care a generat-o și se va propaga independent de-a lungul limitei de separație. Propagarea independentă a unei P_1P_2 de-a lungul limitei de separație face ca punctele acestei limite să devină, conform principiului Huygens, surse de oscilații care vor genera atît unde longitudinale, cît și unde transversale. Astfel, în stratul *1* apar undele $P_1P_2P_1$ și $P_1P_2S_1$, iar în stratul *2* apare unda $P_1P_2S_2$ (fig. 2.12). Undele de acest tip se numesc *unde frontale* sau *unde de cap* sau, după numele cercetătorului care le-a folosit prima oară în scop practic, se mai numesc *unde Mintrop*. În figura 2.12 sînt desenate numai razele care sînt legate direct de existența undei neomogene alunecătoare P_1P_2. Relațiile care exprimă unghiurile de apariție a undelor frontale, în funcție de raportul vitezelor, rezultă din necesitatea respectării legii lui Snell și au forma:

$$\sin i_{PP} = \frac{V_{P_1}}{V_{P_2}} ; \; \sin i'_{PS} = \frac{V_{S_1}}{V_{P_2}} ; \; \sin i''_{PS} = \frac{V_{S_2}}{V_{P_2}} \tag{2.51}$$

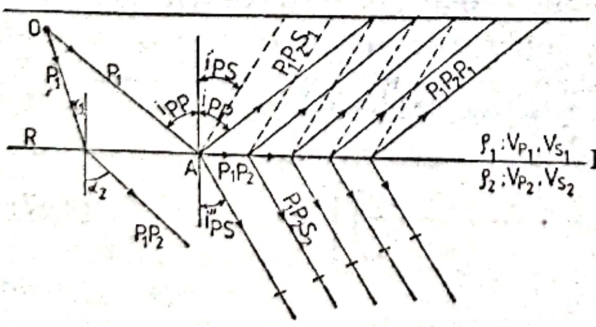


Fig. 2.12. Reflexia internă totală. Unde frontale.

Unda alunecătoare P_1P_2 și cele frontale $P_1P_2P_1$, $P_1P_2S_1$ și $P_1P_2S_2$ formează un sistem dinamic independent, în care rolul principal îl are unda P_1P_2 care a primit energia de la unda incidentă P_1, iar undele frontale absorb energia de la unda P_1P_2. Propagarea undei alunecătoare P_1P_2 printr-un strat subțire adiacent limitei face ca fluxul de energie în

Scanned with OKEN Scanner

această undă să fie dirijat nu numai de-a lungul razelor, ci și perpendicular pe acestea, adică spre limită. Dirijarea energiei spre limită compensează în parte consumul de energie pentru producerea undelor frontale.

Pentru $\alpha_1 > i_{PP}$, unda incidentă se reflectă în continuare (producînd undele P_1P_1 și P_1S_1) și se refractă, producînd numai undă P_1S_2. Din punctul de vedere al undelor monogene, are loc, deci, fenomenul de reflexie internă totală.

În cazul în care $V_{P_2} > V_{P_1}$ și $V_{S_2} > V_{P_1}$, adică $\alpha_2 > \alpha_1$; $\beta_2 > \alpha_1$, sînt posibile două unde neomogene alunecătoare P_1P_2 și P_1S_2, cărora le corespund unghiurile critice i_{PP} și i_{PS} exprimate prin relațiile:

$$\sin i_{PP} = V_{P_1}/V_{P_2}\,;\quad \sin i_{PS} = V_{P_1}/V_{S_2} \tag{2.52}$$

La incidența undei P_1 cu unghiuri $\alpha_1 > i_{PS} > i_{PP}$ nu iau naștere undele refractate P_1P_2 și P_1S_2, ci numai undele reflectate P_1P_1 și P_1S_1. În acest caz, are loc fenomenul de reflexie internă totală atît pentru undele monogene, cît și pentru cele de schimb.

Analiza fenomenului de reflexie internă totală în cazul incidenței undei transversale de tip SV este asemănătoare cu analiza făcută mai sus pentru unda longitudinală. Întrucît la incidența undei transversale S_1 sînt posibile următoarele relații între unghiurile de reflexie, refracție și incidență

$$\alpha_1 > \beta_1;\quad \alpha_2 > \beta_1;\quad \beta_2 > \beta_1,$$

pot lua naștere trei unde alunecătoare neomogene (S_1P_1, S_1P_2 și S_1S_2) și fiecare din acestea generează unde frontale.

În cazul incidenței undei transversale de tip SH este posibilă apariția unei singure unde alunecătoare (vezi, de exemplu, Constantinescu și Enescu, 1985).

Incidența undei plane longitudinale pe suprafața liberă nu face posibilă apariția nici unei unde neomogene alunecătoare, deoarece $\alpha' = \alpha$ și $\beta < \alpha$. La incidența undei plane transversale S (de tip SV) pe suprafața liberă, unda reflectată SP poate deveni neomogenă, întrucît $\alpha > \beta$.

Datele teoriei și cele observaționale arată că atenuarea undelor frontale cu distanța este mult mai mare decît în cazul undelor directe, reflectate și refractate. Această atenuare mai pronunțată este cauzată de faptul că o parte din energia undei alunecătoare este consumată pentru formarea undelor frontale, iar acest consum nu este compensat în întregime de fluxul de energie afluent la limită, din stratul refractant. Din această cauză partea de energie cedată undelor frontale scade repede cu distanța, ceea ce face ca amplitudinea oscilațiilor în aceste unde să descrească rapid.

Dacă forma oscilațiilor în unda incidentă depinde de o funcție $\frac{\partial}{\partial t} F(t)$, cea a oscilațiilor în unda reflectată și refractată va fi determinată de aceeași funcție, iar forma oscilațiilor în unda frontală va fi descrisă de funcția $F(t)$. Întrucît derivata în raport cu timpul a oscilației $F(t)$ trece de mai multe ori prin zero (în același interval de timp) decît funcția $F(t)$, frecvența aparentă (predominantă) a undelor frontale va fi mai mică decît frecvența aparentă a undelor reflectate și refractate. Prin urmare, spectrul undelor frontale este decalat spre frecvențe joase față de spectrul undelor reflectate și refractate.

Scanned with OKEN Scanner

De obicei undele frontale sînt denumite, în practică, unde refractate, iar undele refractate propriu-zise sînt cunoscute și sub numele de unde penetrante.

Teoria prezentată mai sus presupune un mediu stratificat ideal, care conține strate groase separate de limite nete. Pentru ca o limită geologică să fie o bună suprafață reflectatoare sau refractatoare, nu este suficient ca ea să marcheze o schimbare netă de proprietăți elastice, ci trebuie să fie și netedă. Limita este netedă, din punct de vedere seismic, dacă raza de curbură a neregularităților sale este mult mai mică decît lungimea de undă. Dacă nu este îndeplinită această condiție, poate avea loc fenomenul de dispersie a energiei seismice. În acest caz, se spune că limita nu are proprietăți de oglindă. Dependența fenomenului de reflexie de raportul dintre raza de curbură a neregularităților limitei și lungimea de undă conduce la concluzia că o astfel de limită produce o reflexie selectivă, adică sînt reflectate numai acele componente armonice ale oscilației impulsionale ale căror lungimi de undă sînt mai mari decît dimensiunile neregularităților limitei.

De asemenea, în mediile reale, trecerea între două complexe (strate) cu proprietăți elastice diferite nu se face întotdeauna brusc. De multe ori, această trecere se face printr-o variație lentă a proprietăților elastice de-a lungul unor zone mai mult sau mai puțin întinse, denumite strate de tranziție. Grosimea d a unui asemenea strat și caracterul variației vitezei în interiorul lui influențează într-o mare măsură valoarea coeficientului de reflexie. Astfel, cu cît raportul d/λ (unde λ este lungimea undei seismice) este mai mare, cu atît proprietățile reflectatoare ale limitei sînt mai slabe. Prin urmare, noțiunea de limită netă este legată de lungimea undei seismice. Prezența stratului de tranziție conduce la o reflexie selectivă, adică sînt reflectate numai acele componente armonice ale oscilației impulsionale ale căror lungimi de undă sînt mai mari decît grosimea d. Spectrul undei reflectate este astfel mai sărac în componente de înaltă frecvență decît spectrul undei incidente. Nereflectarea tuturor componentelor undei conduce la schimbarea formei oscilațiilor și la o micșorare a coeficientului de reflexie, încît undele reflectate în prezența stratului de tranziție au amplitudini mai mici decît ale undelor reflectate de la o limită bruscă. Curba care exprimă variația coeficientului de reflexie în funcție de raportul d/λ reprezintă caracteristica de frecvență a stratului de tranziție.

Existența straturilor subțiri în mediile reale vine să complice și mai mult procesul propagării undelor seismice de diferite tipuri. În funcție de relațiile dintre rezistivitățile acustice în stratul subțire și în mediile înconjurătoare, se pot distinge trei categorii de strate subțiri: 1) strate cu rezistivitate acustică ridicată; 2) strate cu rezistivitate acustică coborîtă și 3) strate cu rezistivitate acustică intermediară.

La incidența undei seismice pe un strat subțire iau naștere unde interferate (reflectate și penetrante prin strat), care sînt rezultatul suprapunerii undelor simplu reflectate și multiplu reflectate de la ambele limite ale stratului (fig. 2.13). În cazul incidenței normale a undei pe un strat subțire, în interiorul stratului și în mediile înconjurătoare se pot forma, conform teoriei cunoscute, numai unde monogene. Pentru unghiuri de incidență diferite de zero, în interiorul stratului subțire pot lua naștere unde longitudinale, transversale și de schimb de diferite multiplicități, iar în mediile înconjurătoare stratului subțire, în afară

Scanned with OKEN Scanner

de undele monogene interferate, este posibilă formarea undelor de schimb interferate (reflectate și refractate).

Amplitudinile undelor interferente (care participă la formarea undei interferate — reflectată sau refractată) depind de raporturile dintre rezistivitățile acustice în strat și în mediile înconjurătoare, de relațiile dintre vitezele undelor longitudinale și transversale în strat și în mediile înconjurătoare și de unghiurile de incidență ale undelor. Decalajele de timp dintre undele interferente depind de raportul d/V_2 și de unghiul de incidență al undei pe strat. Prin urmare, decalajele de fază dintre oscilațiile cu frecvențe diferite, care participă la formarea undei interferate, depind de raportul $\omega d/V_2=2\pi d/\lambda_2$ (unde λ_2 este lungimea de undă în stratul subțire) și de unghiul de incidență. Astfel, coeficienții de reflexie și de refracție (penetrație) ai undelor care iau naștere în prezența unui strat subțire depind de raportul $d/\lambda_2=fd/V_2$ și de unghiul de incidență.

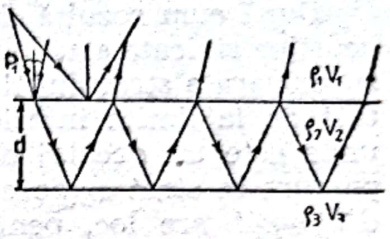


Fig. 2.13. Strat subțire.

Pentru a vedea care este ordinul de mărime al grosimii stratelor considerate subțiri, este necesar să se facă următorul raționament. Se știe că oscilațiile impulsionate generate de explozii au o durată limitată în timp $t=nT$, unde T este perioada aparentă a oscilației, iar n reprezintă numărul de perioade (de obicei $n\leqslant 4$).

Dacă decalajul de timp $\left(\tau=\frac{2d}{V_2}\right)$ dintre undele reflectate pe limita superioară și undele reflectate pe limita inferioară a stratului este mai că oscilațiile impulsionale generate de explozii au o durată limitată în fiecare undă reflectată poate fi analizată separat. Deci, pentru $\tau>4T$ sau pentru $d/\lambda_2>2$, stratul poate fi considerat gros. Pentru $d/\lambda_2<2$ este posibilă interferența diferitelor unde care se formează în strat, iar coeficienții de reflexie și penetrație (refracție) ai stratului devin funcții complexe de frecvență.

Prin urmare, stratele pentru care $d/\lambda_2<2$ pot fi considerate subțiri. Se obișnuiește să fie considerate strate propriu-zis subțiri acele strate care îndeplinesc condiția $d/\lambda_2<1$, iar cele pentru care $1<d/\lambda_2<2$ sînt denumite strate de grosime intermediară. Uneori se separă o grupă de strate foarte subțiri, pentru care $d/\lambda_2<0{,}25$.

Dependența de frecvență a coeficienților de reflexie și refracție face ca stratul subțire să aibă rol de filtru. În funcție de relațiile dintre rezistivitățile acustice, de unghiul de incidență și de tipul de undă analizat (reflectată sau refractată), stratele subțiri pot avea rolul unor filtre de diferite tipuri (trece-sus, trece-jos, trece-bandă, oprește-bandă). Dependența de frecvență a coeficientului de reflexie sau refracție reprezintă caracteristica complexă de frecvență sau funcția de transfer a stratului subțire.

Pentru toate cele trei tipuri de strate subțiri, modulul coeficientului de reflexie, în cazul incidenței normale a undei longitudinale sau transversale, are forma:

$$\left|K_{refl.}\left(\frac{d}{\lambda_2}\right)\right|=\sqrt{\frac{(q_{12}-q_{32})^2\operatorname{ctg}^2\left(\frac{2\pi d}{\lambda_2}\right)+(q_{12}q_{32}-1)^2}{(q_{12}+q_{32})^2\operatorname{ctg}^2\left(\frac{2\pi d}{\lambda_2}\right)+(q_{12}q_{32}+1)^2}}, \qquad (2.53)$$

unde $q_{ik}=\rho_i V_i/\rho_k V_k$ este raportul rezistivităților acustice în mediile i și k.

După cum se observă, coeficientul de reflexie (2.53) este o funcție periodică, cu perioada $d/\lambda_2=0{,}5$ (fig. 2.14). Maximele coeficienților de reflexie corespund suprapunerii în fază a undelor reflectate de la ambele limite ale stratului subțire, iar minimele — suprapunerii în antifază. Riguros vorbind, stratul subțire se comportă ca un filtru „în pieptene" (fig. 2.14).

După cum rezultă din relația (2.30), în cazul stratelor cu rezistivități acustice ridicate sau coborîte, undei de comprimare reflectată de la limita superioară a stratului îi corespunde unda de dilatare (de rarefiere) reflectată de la limita inferioară a acestuia și invers. Astfel, între cele două unde este un decalaj de fază egal cu π. Pentru valori ale timpului de parcurs în strat egale cu $2d/V_2=nT/2$ (unde $n=1, 3, 5 \ldots$), adică pentru $d/\lambda_2=n/4$ are loc, pentru unda reflectată de la una din limitele stratului, o altă variație de fază egală însă cu $n\pi$, iar însumarea celor două unde reflectate (de la limita superioară și de la cea inferioară) se va produce în fază (decalajul total fiind $(n+1)\pi$). În acest caz, coeficientul de reflexie este maxim (fig. 2.14), iar valoarea lui rezultă din (2.53) și este

$$|K_{refl.\ max}|=\left|\frac{q_{12}q_{32}-1}{q_{12}q_{32}+1}\right| \qquad (2.54)$$

Evident, minimul coeficientului de reflexie are loc pentru $d/\lambda_2=n/4$ (unde $n=0, 2, 4, \ldots$) și are valoarea

$$|K_{refl.\ min}|=\left|\frac{q_{12}-q_{32}}{q_{12}+q_{32}}\right| \qquad (2.55)$$

Dacă mediul care înconjoară stratul subțire are aceeași rezistivitate acustică ($\rho_1 V_1=\rho_3 V_3$), valoarea minimă a coeficientului de reflexie (2.55) devine nulă (fig. 2.14).

Printr-un raționament analog celui de mai sus se deduce că, în cazul stratelor cu valori intermediare ale rezistivității acustice, variațiile fazei undei datorită reflexiei pe limitele stratului ori nu se produc (pentru strate cu rezistivități acustice descrescătoare) ori se produc pe ambele limite ale stratului (pentru strate cu rezistivități crescătoare). De aceea, maximele coeficientului de reflexie au loc pentru aceleași valori d/λ_2 pentru care coeficientul de reflexie de la stratele cu rezistivități acustice ridicate sau coborîte are valori minime (fig. 2.14). Evident, valoarea maximă în acest caz este dată de relația (2.55), iar valoarea minimă de (2.54). Dacă $q_{12}q_{32}=1$, valoarea minimă a coeficientului de reflexie este egală cu zero (fig. 2.14).

Dacă $q_{12}=1$ sau $q_{32}=1$, problema se reduce la cazul contactului între două strate groase, iar coeficientul de reflexie nu mai depinde de frecvență (fig. 2.14). Tot din figura 2.14 se observă că există o gamă de valori d/λ_2 pentru care coeficientul de reflexie al stratului subțire este mult mai mare decît coeficientul de reflexie în cazul incidenței pe limita dintre două strate groase. Aceasta reprezintă una din cauzele înregistrării unui număr mare de unde reflectate intense în zonele cu strate subțiri.

Coeficientul de refracție (de transmisie) al undelor prin stratul subțire este definit de raportul dintre amplitudinea undei care a trecut prin strat și amplitudinea undei incidente pe suprafața stratului. În cazul

Scanned with OKEN Scanner

incidenței normale a unei unde longitudinale sau transversale pe suprafața stratului subțire, modulul coeficientului de transmisie este exprimat de relația

$$\left| K_t\left(\frac{d}{\lambda_2}\right)\right| = \sqrt{\frac{4q_{12}q_{13}q_{32}\left[1+\operatorname{cotg}^2\left(\frac{2\pi d}{\lambda_2}\right)\right]}{(q_{12}+q_{32})^2\operatorname{cotg}^2\left(\frac{2\pi d}{\lambda_2}\right)+(q_{12}q_{32}+1)^2}} \qquad (2.56)$$

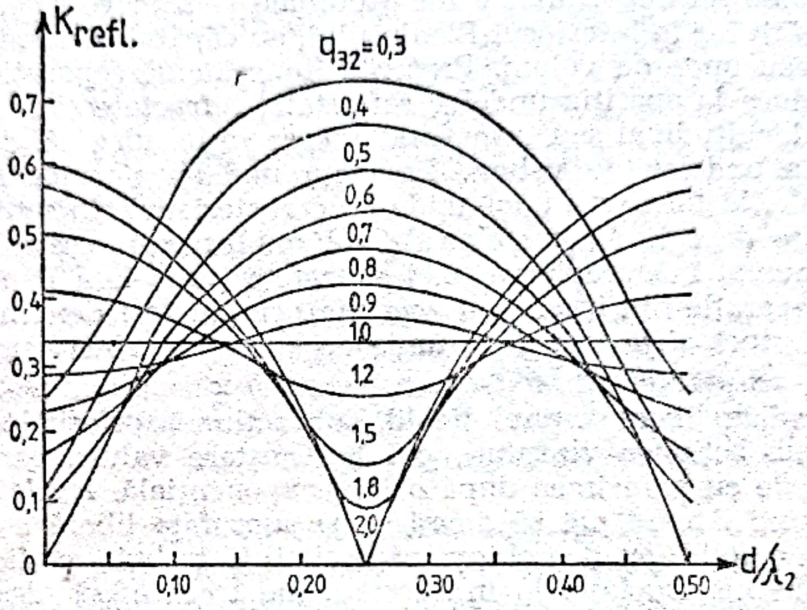


Fig. 2.14. Dependența coeficientului de reflexie în cazul stratului subțire de raportul d/λ_2 și de mărimea q_{32}, pentru $q_{12}=0,5$.

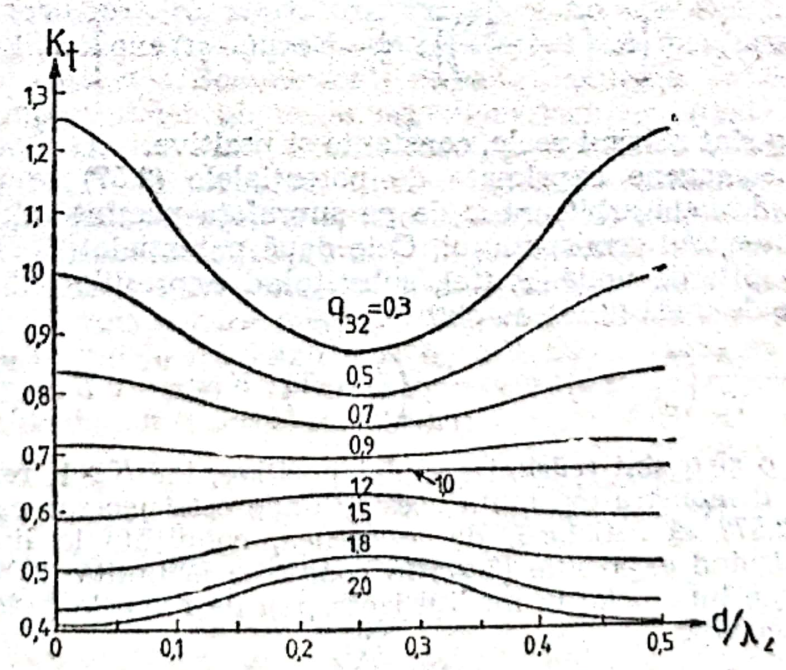


Fig. 2.15. Dependența coeficientului de refracție (de transmisie), în cazul stratului subțire, de raportul d/λ_2 și de mărimea q_{32}, pentru $q_{12}=0,5$.

Scanned with OKEN Scanner

Se poate ușor constata că, pentru aceleași valori d/λ_2 pentru care coeficientul de reflexie (2.53) este maxim, coeficientul de transmisie (2.56) este minim (vezi figurile 2.14 și 2.15).

2.2.2. Unde de suprafață

În mediul elastic izotrop și omogen este posibilă generarea a două tipuri de unde seismice: undele longitudinale și transversale, care, datorită propagării lor în interiorul Pămîntului, au căpătat denumirea de unde interioare sau unde de volum. Prezența limitelor de separație în mediul elastic conduce la apariția undelor reflectate, refractate și frontale (toate trei de tip longitudinal sau transversal), care se încadrează, de asemenea, în categoria undelor de volum. Prezența undelor neomogene conduce, printre altele, la formarea unor unde cu caracteristici cinematice și dinamice diferite de cele ale undelor de volum. Întrucît aceste unde pot fi observate numai în apropierea unei suprafețe (suprafața Pămîntului sau limite de separație din interiorul acestuia), ele au fost denumite unde de suprafață. Principalele tipuri de unde de suprafață sînt reprezentate de undele Rayleigh și undele Love.

Pe suprafața liberă a unui lichid, sub acțiunea diferitelor cauze (de exemplu, sub acțiunea vîntului), pot lua naștere valuri, care se amortizează repede cu adîncimea după o lege exponențială. *Rayleigh* a arătat că unde asemănătoare pot să apară și pe suprafața liberă a unui semispațiu elastic solid, cu deosebirea că oscilațiile trebuie să fie provocate de forțe elastice. Deplasările în aceste unde trebuie să descrească cu adîncimea și să aibă atît componentă longitudinală, cît și componentă transversală. De aceea *Rayleigh* a studiat suprapunerea, la suprafața semispațiului elastic omogen, a unor oscilații de forma

$$\varphi = a\exp(-pz)\exp\left[i\omega\left(t-\frac{x}{V_R}\right)\right];\quad \psi = b\exp(-qz)\exp\left[i\omega\left(t-\frac{x}{V_R}\right)\right], \tag{2.57}$$

în care: p și q sînt mărimi reale, constante și pozitive.

Undele neomogene exprimate de potențialele (2.57) se propagă cu viteza V_R în direcția arbitrară x de pe suprafața pămîntului; axa z este dirijată în interiorul semispațiului. Cele două potențiale (2.57) trebuie să satisfacă ecuațiile de undă. Astfel, substituind expresiile (2.57) în ecuațiile omogene de undă (2.19), se obține:

$$p^2 = \frac{\omega^2}{V_P^2}\left(\frac{K^2}{n^2}-1\right);\quad q^2 = \frac{\omega^2}{V_S^2}\left(\frac{1}{n^2}-1\right);\quad K=\frac{V_P}{V_S};\quad n=\frac{V_R}{V_S} \tag{2.58}$$

Întrucît p și q sînt mărimi reale și pozitive, iar $K>1$, rezultă $n<1$.

Pentru a demonstra existența acestor unde este necesar ca cele două potențiale (2.57) să satisfacă, de asemenea, condițiile la limită (2.32). Astfel, substituind expresiile (2.57) în condițiile la limită (2.32) și ținînd seama de legea lui Hooke în mediul izotrop și de relațiile (2.20), se obțin următoarele ecuații:

$$V_P^2[-a\omega^2/V_R^2+ap^2]-2V_S^2[ib\omega q/V_R-a\omega^2/V_R^2]=0 \tag{2.59}$$

$$2ia\omega p/V_R+bq^2+b\omega^2/V_R^2=0$$

Scanned with OKEN Scanner

Ținînd seama de relațiile (2.58), ecuațiile (2.59) pot fi scrise sub forma următoare:

$$a\left(\frac{2}{n^2}-1\right)-2i\frac{b}{n}\sqrt{\frac{1}{n^2}-1}=0$$

$$2i\frac{a}{V_R V_P}\sqrt{\frac{K^2}{n^2}-1}+\frac{b}{V_S^2}\left(\frac{2}{n^2}-1\right)=0 \qquad (2.60)$$

Întrucît mărimile a și b trebuie să fie diferite de zero, este necesar ca determinantul sistemului de ecuații (2.60) să fie egal cu zero, adică

$$\frac{1}{V_S^2}\left(\frac{2}{n^2}-1\right)^2=\frac{4}{V_R V_P n}\sqrt{\frac{K^2}{n^2}-1}\sqrt{\frac{1}{n^2}-1}$$

Înmulțind ambii membri ai acestei egalități cu $n^4\cdot V_P^2$ și ridicînd la pătrat, se obține ecuația

$$f(n)\equiv n^6-8n^4+\left(24-\frac{16}{K^2}\right)n^2-16\left(1-\frac{1}{K^2}\right)=0 \qquad (2.61)$$

Pentru $n=0$, rezultă $f(n)<0$ și dacă $n=1$, se obține $f(n)>0$. Deci ecuația (2.61) are cel puțin o rădăcină cuprinsă între zero și unu.

Prin urmare, din suprapunerea oscilațiilor exprimate de potențialele (2.57) ia naștere o undă a cărei viteză V_R este mai mică decît viteza undelor transversale V_S. Astfel, pentru $\sqrt{2}<K<\infty$, se deduce din (2.61) că

$$0{,}87<n<0{,}96, \text{ adică } V_R\simeq 0{,}9\ V_S.$$

Din cele arătate mai sus reiese că undele Rayleigh iau naștere din suprapunerea oscilațiilor undelor neomogene longitudinale și transversale de tip SV, care se propagă în vecinătatea suprafeței solului cu viteza V_R. După cum s-a arătat mai sus, în cazul incidenței undelor plane pe suprafața solului este posibilă formarea unei singure unde neomogene (unda SP). Prin urmare, teoria undelor plane nu poate explica existența undelor Rayleigh. Reprezentarea undei sferice sub forma unei sume de unde plane (integrala Sommerfeld) impune existența, în cadrul acestei sume, a componentelor plane cu argument complex (unde neomogene). Teoria undelor sferice poate explica, deci, posibilitatea existenței undelor Rayleigh, întrucît la incidența unei unde sferice, undele componente neomogene produc, prin reflexie, unde neomogene longitudinale și transversale SV de tipul celor exprimate de potențialele (2.57). Prin urmare, existența undelor Rayleigh este rezultatul caracterului neplan al frontului undelor de volum care incid pe suprafața liberă a terenului. Din această cauză, undele Rayleigh sînt cu atît mai intense cu cît raza de curbură a frontului undelor de volum este mai mică.

Relațiile (2.58) pot fi scrise sub forma:

$$p^2=\frac{4\pi^2}{\lambda_R^2}\left(1-\frac{n^2}{K^2}\right)=\frac{p_1^2}{\lambda_R^2}\quad;\quad q^2=\frac{4\pi^2}{\lambda_R^2}(1-n^2)=\frac{q_1^2}{\lambda_R^2}, \qquad (2.62)$$

în care: λ_R este lungimea undei Rayleigh.

Din (2.60) rezultă

$$\frac{b}{a}=\frac{-2i}{Kn}\frac{\sqrt{\frac{K^2}{n^2}-1}}{\frac{2}{n^2}-1}=-2iC. \qquad (2.63)$$

Scanned with OKEN Scanner

Ținînd seama de relațiile (2.20), (2.57), (2.62) și (2.63) și dacă se neglijează partea imaginară, se obțin următoarele expresii pentru deplasările u și w:

$$u = A\left[\exp\left(-\frac{p_1}{\lambda_R}z\right) - \frac{q_1 C}{\pi}\exp\left(-\frac{q_1}{\lambda_R}z\right)\right]\sin\left[\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{V_R}\right)\right];$$

$$w = A\left[-\frac{p_1}{2\pi}\exp\left(-\frac{p_1}{\lambda_R}z\right) + 2C\exp\left(-\frac{q_1}{\lambda_R}z\right)\right]\cos\left[\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{V_R}\right)\right], \quad (2.64)$$

în care: $A = 2\pi a/\lambda_R$.

Forma (2.64) a expresiilor componentelor u și w arată că oscilațiile după direcțiile x și z sînt defazate una față de cealaltă cu $\pi/2$, iar traiectoria particulei are formă de elipsă. Din (2.64) se observă, de asemenea, că amplitudinile deplasărilor u și w scad repede cu creșterea adîncimii z și cu cît lungimea de undă este mai mare cu atît undele Rayleigh se atenuează mai lent cu adîncimea, pătrunzînd mai adînc în mediu. Prin urmare, într-un semispațiu eterogen în care vitezele V_P și V_S variază cu adîncimea, la frecvențe diferite ale undelor Rayleigh va trebui să corespundă viteze V_R diferite.

Întrucît oscilațiile în unda Rayleigh reprezintă o sumă de oscilații armonice de frecvențe, amplitudini și faze inițiale diferite, fiecărei componente armonice îi corespunde o anumită adîncime de pătrundere și, în cazul semispațiului eterogen, o anumită viteză de propagare, denumită *viteză de fază*. Fenomenul care se manifestă prin dependența vitezei de fază de frecvență (sau de lungimea de undă) se numește *dispersie*.

Viteza de fază, V_F, este definită ca fiind viteza de propagare a maximelor (sau minimelor) oscilației undei armonice. Întrucît unda impulsională este rezultatul suprapunerii unei mulțimi de unde armonice de diferite frecvențe, fiecare din aceste unde componente se propagă în mediul dispersant cu viteza ei proprie $V_F(\omega)$, iar pe măsură ce unda se propagă, variază și relațiile de fază ale oscilațiilor componente, ceea ce conduce la variația formei undei impulsionale. Apare, deci, necesitatea de a defini noțiunea de viteză de propagare a undei impulsionale. Prin viteza undei impulsionale se înțelege viteza de deplasare a maximului înfășurătoarei oscilației impulsionale. Aceasta reprezintă, de fapt, viteza de grup, V_{gr}, care, după cum a arătat Rayleigh, este legată de viteza de fază prin relația

$$V_{gr} = V_F - \lambda dV_F/d\lambda. \quad (2.65)$$

Dispersia normală a vitezelor undelor Rayleigh are loc în cazul în care viteza de fază crește odată cu creșterea lungimii de undă. Dacă viteza undelor de volum scade cu adîncimea (într-o anumită zonă), viteza de fază descrește odată cu creșterea lungimii de undă. Acest fenomen poartă denumirea de *dispersie anormală*. Ecuația (2.61) nu conține frecvența ω (adică ea nu demonstrează dependența vitezei de frecvență), întrucît această ecuație este stabilită pentru semispațiul omogen, iar fenomenul de dispersie a undelor Rayleigh poate avea loc, așa cum s-a arătat mai sus, numai în cazul unui semispațiu eterogen.

Existența dispersiei face ca, pe măsura propagării undei, să crească durata oscilațiilor și să se producă treptat nivelarea amplitudinilor. Lungimea aparentă a undei la începutul grupului de oscilații nu este egală cu cea de la sfîrșitul grupului. Astfel, în cazul dispersiei normale, lungimea

Scanned with OKEN Scanner

de undă descreşte de la începutul grupului de oscilaţii spre sfîrşitul acestuia. În caz contrar (dispersie anormală) se produce fenomenul invers, adică în apropierea frontului undei impulsionale sînt concentrate componentele de lungimi de undă scurte, iar în apropierea spatelui — componentele de lungimi de undă mari.

În figura 2.16 sînt reprezentate curbele de variaţie a amplitudinii componentelor u şi w în funcţie de z/λ_R, calculate cu ajutorul relaţiilor (2.64), pentru $K=\sqrt{3}$; $V_R=0{,}92\ V_S$; $p_1=5{,}33$; $q_1=2{,}48$; $C=0{,}73$.

Se observă că amplitudinea componentei verticale a deplasării are un maxim pentru o valoare $z=z_1$, iar amplitudinea componentei orizontale descreşte cu adîncimea, devenind nulă pentru o valoare $z=z_0$, după care schimbă de semn. Prin urmare, sensul mişcării particulelor de-a lungul orbitelor lor eliptice se schimbă la adîncimea $z=z_0$.

Luînd în considerare valorile numerice date mai sus, relaţiile (2.64) capătă, pentru $z=0$, forma:

$$u=0{,}42A\ \sin\left[\frac{2\pi}{T}\left(t-\frac{x}{V_R}\right)\right];\quad w=0{,}62A\ \cos\left[\frac{2\pi}{T}\left(t-\frac{x}{V_R}\right)\right], \tag{2.66}$$

din care rezultă că, la suprafaţa pămîntului, raportul dintre cele două axe ale elipsei (adică raportul dintre amplitudinea verticală şi cea orizontală) este egal cu 1,47. Raportul dintre componenta verticală şi cea orizontală variază cu adîncimea z în modul arătat de curbele din figura 2.16.

Întrucît undele Rayleigh se propagă pe la suprafaţa liberă, printr-un domeniu relativ subţire, adiacent acestei suprafeţe, frontul ei de undă are formă cilindrică, în cazul mediului omogen, şi formă cvasiconică în cazul mediului eterogen. Dacă h este generatoarea frontului de undă şi r distanţă faţă de sursă, rezultă că aria frontului de undă este proporţională cu produsul rh. Prin urmare, densitatea de energie în undele Rayleigh scade cu r, iar amplitudinea deplasării cu $\sqrt{r}$. Amortizarea undelor Rayleigh datorită divergenţei frontului de undă este astfel mai mică decît amortizarea undelor de volum, produsă din aceeaşi cauză. De aceea, la distanţe mari de sursă, undele superficiale Rayleigh (undele R) pot avea amplitudini mai mari decît undele de volum.

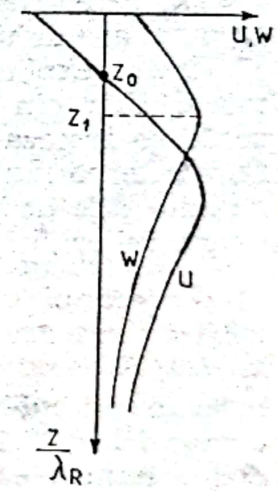


Fig. 2.16. Dependenţa componentelor deplasării u şi w în undele Rayleigh de raportul z/λ_R.

Un alt tip de unde superficiale este reprezentat de unda Love (sau unda superficială transversală). Această undă poate lua naştere în cazul existenţei unui strat (sau a mai multor strate) aflate pe un semispaţiu. Unda Love este rezultatul suprapunerii undelor transversale de tip SH reflectate pe suprafaţa liberă a Pămîntului şi pe limita ce separă stratul de semispaţiu. Prin urmare, deplasările particulelor în cazul acestei unde sînt orizontale, dirijate transversal pe direcţia de propagare a frontului undei. Unda Love se poate forma numai cînd viteza undelor transversale în strat este mai mică decît viteza undelor transversale în semispaţiu. Viteza de propagare a undelor Love este determinată de vitezele undelor transversale în strat şi în semispaţiu şi depinde de relaţia dintre lungimea undei şi grosimea stratului. Fenomenul dispersiei este astfel prezent şi la acest tip de unde, însă viteza lor de propagare

Scanned with OKEN Scanner

este întotdeauna mai mare decît viteza undelor transversale în strat și mai mică decît viteza undelor transversale în semispațiu. Formarea undelor Love în cazul exploziilor este posibilă numai atunci cînd exploziile generează și unde *SH*.

2.2.3. Absorbția undelor seismice

Datele de observație arată că intensitatea undelor seismice scade cu distanța mult mai repede decît prevede teoria propagării undelor în mediul solid perfect elastic. Acest fapt se datorește fenomenului de absorbție a energiei în mediile imperfect elastice.

Se presupune că, datorită absorbției, amplitudinea undei armonice scade, în mediul omogen absorbant, după legea

$$A_r = A_0 e^{-\gamma r} \tag{2.67}$$

în care A_0 este amplitudinea undei într-un punct oarecare O, iar A_r reprezintă amplitudinea undei la distanța r de punctul O.

Coeficientul γ este principalul parametru al absorbției și poate fi exprimat, pe baza relației (2.67), sub forma

$$\gamma = \frac{1}{r} \ln \frac{A_0}{A_r}. \tag{2.68}$$

Mărimea γ se exprimă în m^{-1} sau în dB/m sau neper/m. Se știe că 1 dB/m = 0,1151 neper/m = 8,686 m^{-1}.

Un alt parametru este reprezentat de decrementul de absorbție $\delta = \gamma\lambda$, care caracterizează descreșterea amplitudinii pe distanța egală cu lungimea de undă λ.

Pentru explicarea fenomenului de absorbție s-au formulat mai multe teorii. Una din acestea este teoria post-acțiunii elastice, care se bazează pe ipoteza histerezisului elastic, conform căreia tensiunile sau deformările ce iau naștere într-un corp elastic, la un moment dat t, sînt definite atît de valorile instantanee ale deformărilor, cît și de valorile deformărilor din momentele precedente τ, adică

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma(t)}{Y} + \int_0^t \varepsilon(\tau) f(t-\tau)\,d\tau, \tag{2.69}$$

în care primul termen reprezintă deformările date de tensiunea $\sigma(t)$, conform legii lui Hooke (Y este modulul lui Young), în momentul t; al doilea termen exprimă suma deformărilor $\varepsilon(\tau)$ ce s-au produs în intervalul de timp de la zero la t, la diferite valori de timp τ, caracterizate prin funcția de postefect $f(t-\tau)$.

Forța elastică, corespunzătoare deformării date, este mai mică în cazul cînd în momentele precedente corpul a suferit deformări de același semn. S-a constatat că postefectul depinde de „vechimea" deformării suferite anterior, tinzînd către zero cînd această vechime crește. Curba reducerii în timp a postefectului este determinată de funcția postefectului $f(t-\tau)$ care, într-una din ipoteze, are forma:

$$f(t-\tau) = \frac{B}{t-\tau}, \tag{2.70}$$

în care B este o constantă, iar $t-\tau$ — vechimea deformării suferite anterior.

Scanned with OKEN Scanner

Teoria bazată pe forma (2.70) a funcției postefectului arată că, pentru undele longitudinale sinusoidale de frecvență joasă, coeficientul și decrementul de absorbție au expresiile:

$$\gamma_P = \frac{\pi}{3}\,\frac{c}{V_P^3}\,V_S^2\,\omega; \quad \delta_P = \frac{2\pi^2 c}{3}\left(\frac{V_S}{V_P}\right)^2, \tag{2.71}$$

în care c este o constantă ce caracterizează mărimea relativă a postefectului elastic.

Conform relațiilor (2.71), coeficientul de absorbție este direct proporțional cu puterea întîia a frecvenței ω, iar decrementul de absorbție nu depinde de frecvență.

Aceeași teorie arată că

$$\frac{\gamma_P}{\gamma_S} = \frac{4}{3}\left(\frac{V_S}{V_P}\right)^3 \tag{2.72}$$

din care rezultă o mai puternică absorbție a undelor transversale față de cea a undelor longitudinale ($\gamma_S > \gamma_P$).

Existența postefectului elastic în mediul real conduce nu numai la absorbția energiei undelor, ci și la dispersia vitezelor de propagare (dependența vitezelor de propagare de frecvență). Evident, forma teoretică a dependenței de frecvență a coeficientului de absorbție și a vitezei de propagare este determinată de alegerea funcției postefectului. De exemplu, pentru cazul în care funcția postefectului are forma

$$f(t-\tau) = a_0 e^{-b_0(t-\tau)}, \tag{2.73}$$

în care a_0 și b_0 sînt niște constante, rezultă variații neliniare ale parametrilor γ, δ și V_P cu frecvența.

De remarcat că variația vitezei V_P cu frecvența, variație bazată pe considerarea relației (2.73), arată o dispersie foarte mare a vitezei de propagare pentru frecvențe joase. Din compararea vitezelor determinate practic folosind datele de observație obținute în seismologie, în prospecțiunea seismică și prin modelări cu frecvențe ultrasonore, rezultă că valorile acestora sînt foarte apropiate. Aceasta demonstrează că dispersia vitezelor undelor de volum este foarte mică, practic neglijabilă.

O altă cale de explicare a fenomenului absorbției undelor seismice este oferită de teoria frecării interne. Procesele frecării interne dintre particulele mediului imperfect elastic conduc la transformarea energiei mecanice în energie calorică. După natura lor, aceste procese sînt de două feluri: procesul analog pierderilor vîscoase și procesul analog pierderilor prin termoconductibilitate la propagarea undelor sonore în fluide. Procesul pierderilor vîscoase depinde de comportarea neelastică a corpurilor solide, adică de prezența buclei de histerezis în curba tensiune-deformare. Procesul pierderilor prin termoconductibilitate este legat de faptul că variațiile volumului unui corp sînt însoțite de variații de temperatură. Se produc, deci, procese ireversibile de transfer al căldurii prin termoconductibilitate. S-a constatat că pierderile datorate termoconductibilității în corpuri solide amorfe conduc la următoarea dependență a coeficientului de absorbție de frecvență:

$$\gamma = C\omega^2, \text{ adică } \delta = C\omega^2\lambda, \tag{2.74}$$

unde C este o constantă care depinde de vitezele de propagare a undelor longitudinale și transversale, de densitate, căldura specifică și de temperatura corpului.

Scanned with OKEN Scanner

Dependența coeficientului de absorbție de frecvență, condiționată de influența termoconductibilității în corpurile policristaline, variază în funcție de relația dintre dimensiunile cristalelor și lungimea de undă. Astfel, pentru frecvențele cele mai joase și cele mai înalte, coeficientul de absorbție este proporțional cu pătratul frecvenței, iar pentru un domeniu de frecvențe intermediare, coeficientul de absorbție este proporțional cu $\sqrt{\omega}$.

Teoria pierderilor vîscoase se bazează pe faptul că, în mediul vîscoelastic, tensiunile depind nu numai de deformări, ci și de vitezele de deformare. În literatura de specialitate sînt analizate diferite modele de medii vîscoelastice, pentru care s-au obținut diferite dependențe de frecvență ale coeficientului de absorbție. Astfel, în cazul în care analiza procesului de absorbție în corpuri solide se face într-un mod asemănător cu analiza procesului de absorbție în fluide vîscoase, se ajunge la următoarele relații pentru coeficienții de absorbție:

$$\gamma_P = \frac{\omega^2}{2\rho V_P^3}\left(\frac{4}{3}\alpha+\beta\right);\quad \gamma_S = \frac{\alpha\omega^2}{2\rho V_S^3}, \tag{2.75}$$

în care α și β sînt coeficienți ce caracterizează viscozitatea de forfecare, respectiv viscozitatea de volum.

Dacă se neglijează viscozitatea de volum ($\beta=0$), raportul celor doi coeficienți (γ_P/γ_S) capătă forma (2.72).

S-a constatat că în cadrul unor ipoteze substanțial diferite privind natura fizică a procesului de absorbție s-au obținut dependențe identice ale coeficientului de absorbție de frecvență, iar în cadrul aceleiași ipoteze (asupra naturii fizice a absorbției), însă pentru diferite forme ale relațiilor inițiale, se pot obține dependențe mult diferite ale coeficientului de absorbție de frecvență.

Datorită dependenței coeficientului de absorbție de frecvență, componentele armonice ale undelor impulsionale generate de explozii sînt diferit atenuate cu distanța. Astfel, mediul absorbant acționează asupra undelor seismice ca un filtru trece-jos.

Datorită propagării prin mediul absorbant, amplitudinea undei impulsionale scade cu distanța, iar forma oscilațiilor variază. Această variație a formei oscilațiilor este cauzată de o serie de factori cum sînt cei arătați la prezentarea făcută mai sus a fenomenului de reflexie internă totală și a proceselor legate de stratele subțiri, precum și de următorii doi factori: 1) pe măsura creșterii distanței față de punctul de explozie, spectrul de amplitudine devine mai bogat în frecvențe joase; 2) dacă mediul absorbant este și dispersant, diferențele dintre vitezele de fază ale diferitelor componente armonice conduc la variația formei undei impulsionale în timpul propagării ei. După cum s-a arătat mai sus, dispersia undelor de volum practic lipsește și, prin urmare, primul factor (factorul 1) ar fi determinant în variația formei undei. Această concluzie este valabilă numai în cazul mediului omogen sau al mediului stratificat cu strate groase. În cazul cînd în mediu există strate subțiri, se pot observa fenomene de dispersie legate de condițiile diferite de interferență a undelor multiplu reflectate de diferite frecvențe.

Pentru mediul în care coeficientul de absorbție este o funcție liniară de frecvență, iar viteza de propagare nu depinde de frecvență, s-a sta-

Scanned with OKEN Scanner

bilit teoretic următoarea formulă pentru calculul impulsului (oscilației impulsionale) la distanța r de un punct O considerat origine:

$$F(r, \tau) = \frac{mr}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(o, t) \frac{1}{(t-\tau)^2+(mr)^2} dt, \qquad (2.76)$$

unde $F(0, t)$ este forma impulsului în punctul inițial O; $\tau = t - r/V$ — timpul din momentul sosirii frontului de undă; $m = \gamma/\omega$; V — viteza de propagare a impulsului (a undei).

Calculele efectuate cu relația (2.76) au arătat că amplitudinea impulsului nu este egală cu zero în momente ce preced sosirea frontului de undă. De aici rezultă că unele componente armonice ale impulsului se propagă cu viteze mai mari decît viteza de propagare în mediul perfect elastic, ceea ce nu poate fi posibil decît admițînd prezența fenomenului de dispersie a vitezelor undelor de volum. Prin urmare, din punct de vedere fizic, este imposibilă existența mediului absorbant fără dispersie.

2.2.4. Difracția undelor seismice

Prin *difracție* se înțelege totalitatea fenomenelor ce se produc cînd în drumul undei intervin obstacole ce determină încetarea acțiunii unor porțiuni ale frontului de undă.

Fenomenele de difracție sînt legate de prezența în mediu a unor obstacole sau discontinuități de dimensiuni comparabile ca ordin de mărime cu lungimea de undă sau mai mici ca aceasta. Mediile geologice, prin structura lor, oferă posibilitatea apariției undelor difractate legate de prezența fracturilor, limitelor de separație verticale, de unele mici neregularități ale limitelor de separație, de prezența unor neomogenități de dimensiuni mai mici decît lungimea de undă etc.

După tipul de undă al cărei front poate să genereze unde difractate în situațiile arătate mai sus (adică după tipul undei de excitație), se disting următoarele unde difractate: 1) *undă directă-difractată;* 2) *undă reflectată-difractată;* 3) *undă refractată-difractată* etc.

Fenomenul difracției poate fi studiat prin aplicarea principiului Huygens. Totuși, în acest caz apar mari dificultăți, din care cauză au fost rezolvate pînă în prezent puține probleme ale difracției undelor seismice.

Cînd mediul conține mici neomogenități, ale căror dimensiuni sînt mai mici decît lungimea de undă, unele componente ale undei sînt transformate în unde difractate. Micile neomogenități absorb, deci, o parte din energia undei ce se propagă în mediu și o transformă în unde difractate. Amplitudinea acestor unde difractate este proporțională cu mărimea $\delta^3/\lambda^2 = \delta^3 f^2/V^2$. Prin urmare, spectrul undei care întîlnește în drumul ei neomogenități de acest gen va fi sărăcit în componente de înaltă frecvență.

Astfel, caracterul heterogen al mediului seismic este mai accentuat pentru undele de frecvență mare decît pentru cele de frecvență mică. Efectul pe care îl au aceste neomogenități asupra spectrelor undelor seismice este asemănător cu cel pe care îl are fenomenul absorbției. De aceea, efectul dispersiei energiei seismice datorită neomogenităților din mediile reale poate fi inclus în efectul absorbției.

Scanned with OKEN Scanner

Intensitatea oricărui tip de undă difractată trebuie să fie sensibil mai mică decît intensitatea undei care a generat-o, deoarece energia consumată pentru formarea undei difractate este absorbită dintr-o mică rezervă de energie transmisă de către unda de excitație elementului geologic ce cauzează difracția.

În afară de aceasta, pe măsura depărtării de elementul care a cauzat difracția, amplitudinea undei difractate scade mult datorită unei mari divergențe (a frontului de undă), determinată de variația rapidă a razei de curbură a frontului undei difractate. În virtutea acestor considerente, undele difractate pot fi observate numai în acele puncte în care ele sînt bine separate în timp de undele care le-au generat sau de alte unde. Trebuie avut în vedere că fenomenul difracției în prospecțiunea seismică joacă un rol important, întrucît, în multe cazuri, lungimea undelor seismice este mai mare sau de același ordin de mărime cu dimensiunile acelor elemente geologice generatoare de unde difractate, ceea ce face posibilă absorbția unei mari cantități de energie din unda de excitație și transformarea ei în unde difractate. Cercetările teoretice și experimentale au pus în evidență nu numai posibilitatea formării undelor seismice difractate, ci și faptul că acestea pot avea, în anumite domenii ale planului de observație, o intensitate comparabilă cu aceea a undelor de excitație (reflectate, refractate etc.).

2.3. Noțiuni privind cinematica propagării undelor seismice

Dacă într-un domeniu Ω al mediului elastic se propagă o undă, fiecare punct $M(x, y, z)$ al acestui domeniu este caracterizat, din punct de vedere cinematic, de mărimea $t=t(x, y, z)$ care reprezintă timpul de sosire a frontului de undă, sau a oricărei alte suprafețe de fază, în punctul respectiv. În domeniul Ω există astfel un cîmp de timpi, iar $t(x, y, z)$ este funcția acestui cîmp scalar. Ca orice cîmp scalar, cîmpul de timpi este caracterizat de familia suprafețelor de nivel și de familia de linii ortogonale pe suprafețele de nivel. Suprafețele de nivel ale cîmpului $t(x, y, z)$ se numesc *izocrone*. Izocrona este deci suprafața cu care coincide frontul de undă la momentul t. Liniile ortogonale pe familia suprafețelor de nivel se numesc raze, iar direcțiile lor coincid pretutindeni cu direcția gradientului funcției $t(x, y, z)$.

Relația care exprimă dependența dintre timpul de parcurs al undei și coordonatele punctelor de observație reprezintă ecuația hodocronei sau hodografului undei, iar reprezentarea geometrică sau grafică a acestei dependențe se numește *hodocronă* sau *hodograf*. Dacă punctele de observație sînt distribuite pe o suprafață Q, această dependență reprezintă hodograful de suprafață al undei; hodograful liniar se obține în cazul în care observațiile se fac pe o linie.

2.3.1. Cîmpul de timpi și hodografii undelor directe

Prin *undă directă* se înțelege unda care se propagă de la sursă la punctul de observație fără să întîlnească suprafețe de discontinuitate.

Scanned with OKEN Scanner

Dacă distanța dintre punctul de explozie O și un punct oarecare $M(x, y, z)$ din mediu (fig. 2.17, *a*) este $r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$, timpul de parcurs al undei directe, în mediul omogen, este

$$t=\frac{1}{V}\sqrt{x^2+y^2+z^2}; \quad V=V_P, V_S. \tag{2.77}$$

Prin urmare, izocronele undei directe sînt sfere cu centrul în sursă, iar razele seismice coincid cu razele acestor sfere.

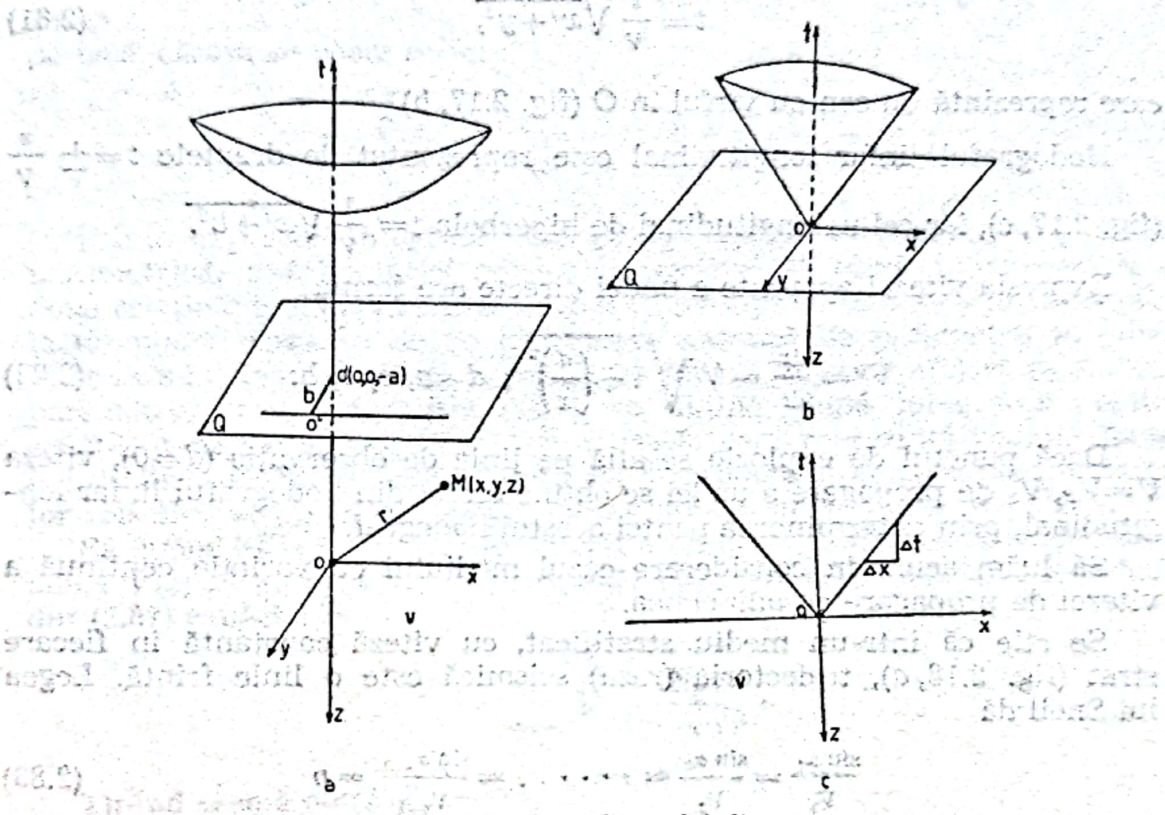


Fig. 2.17. Hodografii undei directe.

Dacă observațiile se fac în planul $z=-a$ (fig. 2.17, *a*), expresia timpului de parcurs capătă forma

$$t=\frac{1}{V}\sqrt{x^2+y^2+a^2}, \tag{2.78}$$

care reprezintă ecuația hodografului de suprafață al undei directe; în sistemul t, x, y acest hodograf este un hiperboloid a cărui axă de simetrie are direcția OO' (fig. 2.17, *a*).

Ecuația hodografului liniar longitudinal (punctele de observație și epicentrul exploziei se află pe aceeași dreaptă) pe profilul rectiliniu $z=-a$, $y=0$ are forma

$$t=\frac{1}{V}\sqrt{x^2+a^2}, \tag{2.79}$$

care reprezintă o hiperbolă cu axa de simetrie OO'.

Dacă observațiile se fac pe un profil rectiliniu nelongitudinal $z=-a$, $y=b$, relația

$$t=\frac{1}{V}\sqrt{x^2+c^2}; \quad c^2=a^2+b^2 \tag{2.80}$$

reprezintă ecuația hodografului liniar nelongitudinal (punctele de observație nu sînt pe aceeași dreaptă cu epicentrul exploziei) al undei directe. Acest hodograf este o hiperbolă a cărei axă de simetrie coincide cu verticala ce trece prin punctul O'' (proiecția hipocentrului O al exploziei pe linia de observație — fig. 2.17, *a*).

Dacă sursa O se află în planul de observație ($a=0$), ecuația hodografului de suprafață (2.78) capătă forma

$$t=\frac{1}{V}\sqrt{x^2+y^2}, \tag{2.81}$$

care reprezintă un con cu vîrful în O (fig. 2.17, *b*).

Hodograful liniar longitudinal este reprezentat de dreptele $t=\pm\frac{x}{V}$ (fig. 2.17, *c*), iar cel nelongitudinal de hiperbola $t=\frac{1}{V}\sqrt{x^2+b^2}$.

Expresia vitezei aparente a undei directe are forma

$$V^*=\frac{dx}{dt}=V\sqrt{1+\left(\frac{d}{x}\right)^2}\ ;\ d=a,\ c,\ o,\ b. \tag{2.82}$$

Dacă punctul de explozie se află pe linia de observație ($d=0$), viteza $V=V_P, V_S$ de propagare a undei se obține direct din hodograful liniar longitudinal, prin determinarea pantei acestui hodograf.

Să luăm acum în considerare cazul mediului cu variație continuă a vitezei de propagare cu adîncimea.

Se știe că într-un mediu stratificat, cu viteză constantă în fiecare strat (fig. 2.18, *a*), traiectoria (raza) seismică este o linie frîntă. Legea lui Snell dă

$$\frac{\sin\alpha_1}{V_1}=\frac{\sin\alpha_2}{V_2}=\ldots\ldots=\frac{\sin\alpha_{n-1}}{V_{n-1}}=p \tag{2.83}$$

unde p este parametrul razei seismice.

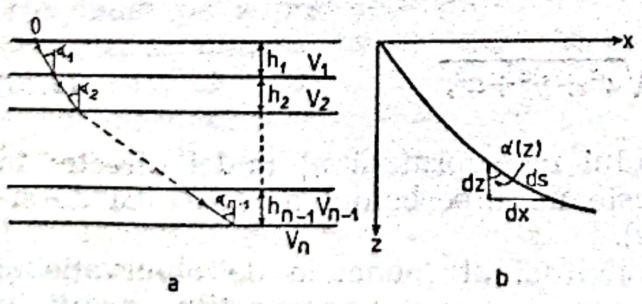


Fig. 2.18. Mediu stratificat orizontal, cu viteze de propagare constante în fiecare strat (*a*) și mediu cu variație continuă a vitezei de propagare cu adîncimea (*b*).

Ținînd seamă de (2.83), putem scrie, pentru orice punct al razei seismice, relațiile

$$x=\sum_{j=1}^{n-1}\frac{pV_jh_j}{\sqrt{1-p^2V_j^2}}\ ;\quad t=\sum_{j=1}^{n-1}\frac{h_j}{V_j\sqrt{1-p^2V_j^2}}. \tag{2.84}$$

Dacă numărul stratelor crește nelimitat și grosimea lor se micșorează nelimitat, raza frîntă se transformă într-o linie curbă (fig. 2.18, *b*), iar

viteza devine o funcție continuă de adîncime. Unghiul α devine și el o funcție continuă de adîncime, adică:

$$\frac{\sin \alpha(z)}{V(z)} = p \tag{2.85}$$

Din figura 2.18, *b* rezultă:

$$dx = \frac{pV(z)dz}{\sqrt{1-p^2V^2(z)}}; \quad ds = \frac{dz}{\sqrt{1-p^2V^2(z)}}; \quad dl = \frac{dz}{V(z)\sqrt{1-p^2V^2(z)}}, \tag{2.86}$$

pe baza cărora se poate scrie:

$$x = \int_0^z \frac{pV(z)dz}{\sqrt{1-p^2V^2(z)}}; \quad t = \int_0^z \frac{dz}{V(z)\sqrt{1-p^2V^2(z)}} \tag{2.87}$$

Prima expresie integrală din (2.87) reprezintă ecuația, sub formă parametrică, a traiectoriei seismice, parametrul fiind p, iar cea de a doua relație din (2.87) exprimă timpul de parcurs al undei de la sursă pînă la un punct oarecare de pe traiectoria seismică de parametru p, punct aflat la adîncimea Z. Dacă se cunoaște forma funcției $V(z)$ și se elimină parametrul p din ecuațiile (2.87), se obține, după integrarea acestor ecuații, o expresie de forma $A(x, z, t)=0$, care reprezintă ecuația familiei de linii izocrone din planul xz, cu t parametru. Ecuația familiei razelor seismice se poate obține prin integrarea primei relații din (2.87).

Să luăm ca exemplu cazul variației liniare a vitezei cu adîncimea, adică $V(z)=V(0)+Kz$ sau $V(z)=V(0)[1+\beta z]$. În acest caz, prima relație din (2.87) capătă forma

$$x = \frac{1}{Kp} \int_{pV(0)}^{pV(z)} \frac{pVd(pV)}{\sqrt{1-(pV)^2}}.$$

Ținînd seamă de (2.85), rezultă

$$x = \frac{1}{Kp} \int_{\alpha(0)}^{\alpha(z)} \sin \alpha \, d\alpha = \frac{1}{Kp} \{\sqrt{1-[pV(0)]^2} - \sqrt{1-[pV(z)]^2}\} \tag{2.88}$$

Relația (2.88) poate fi scrisă sub forma

$$x = \frac{V(0)}{K \sin \alpha(0)} \left\{\cos \alpha(0) - \sqrt{1 - \left[1 + \frac{K}{V(0)} z\right]^2 \sin^2 \alpha(0)}\right\},$$

sau

$$\left[x - \frac{1}{\beta} \operatorname{ctg} \alpha(0)\right]^2 + \left[z + \frac{1}{\beta}\right]^2 = \left[\frac{1}{\beta \sin \alpha(0)}\right]^2, \tag{2.89}$$

care reprezintă ecuația familiei razelor (traiectoriilor) seismice în ipoteza $V(z)=V(0)\,[1+\beta z]$.

Din (2.89) rezultă că traiectoriile seismice sînt cercuri de raze $\rho = [\beta \sin \alpha(0)]^{-1}$, cu centrele în punctele de coordonate $x_0 = \frac{1}{\beta} \operatorname{ctg} \alpha(0)$ și $z_0 = -\frac{1}{\beta}$.

10713

Scanned with OKEN Scanner

În ipoteza $V=V(0)+Kz$, cea de a doua ecuație din (2.87) devine

$$t=\frac{1}{K}\int_{pV(0)}^{pV(z)}\frac{d(pV)}{pV\sqrt{1-(pV)^2}}$$

Făcînd schimbarea de variabilă $1/pV=\text{ch}\,u$ și rezolvînd această integrală, rezultă relația

$$t=\frac{1}{K}\left[\text{arg ch}\frac{1}{pV(0)}-\text{argch}\frac{1}{pV(z)}\right], \tag{2.90}$$

care reprezintă expresia timpului de parcurs al undei de la sursă pînă la un punct de adîncime z.

Din (2.90) se obține

$$\frac{1}{pV(0)}=ch\left[argch\frac{1}{pV(z)}+Kt\right]=\frac{1}{pV(z)}chKt+\sqrt{\left[\frac{1}{pV(z)}\right]^2-1}\,shKt, \tag{2.91}$$

din care rezultă

$$pV(0)=\frac{pV(z)}{ch\,Kt+\sqrt{1-[pV(z)]^2}\,sh\,Kt}, \tag{2.92}$$

adică

$$\sqrt{1-[pV(0)]^2}=\frac{\sqrt{1-[pV(z)]^2}\,ch\,Kt+shKt}{chKt+\sqrt{1-[pV(z)]^2}\,shKt} \tag{2.93}$$

Substituind pe (2.93) în (2.88) și ținînd seamă de (2.92), se obține

$$x=\frac{V(0)}{K}pV(z)\,shKt \tag{2.94}$$

Înmulțind relația (2.91) cu $pV(z)$, se obține

$$z-\frac{V(0)}{K}(chKt-1)=\frac{V(0)}{K}\sqrt{1-p^2V^2(z)}\,shKt \tag{2.95}$$

Ridicînd la pătrat ambii membri ai relațiilor (2.94) și (2.95) și adunînd expresiile ce se obțin, rezultă ecuația

$$x^2+\left\{z-\frac{1}{\beta}[ch(V(0)\beta t)-1]\right\}^2=\left[\frac{1}{\beta}sh(V(0)\beta t)\right]^2, \tag{2.96}$$

care reprezintă o familie de cercuri.

Prin urmare, liniile izocrone, rezultate din intersecția izocronelor cu planul de incidență xz, sînt cercuri. Întrucît cîmpul de timpi este simetric în raport cu axa z, ecuația familiei suprafețelor izocrone are forma

$$x^2+y^2+\left\{z-\frac{1}{\beta}[ch(V(0)\beta t)-1]\right\}^2=\left[\frac{1}{\beta}sh(V(0)\beta t)\right]^2 \tag{2.97}$$

Izocronele sînt, deci, sfere de parametru t, cu centrele în punctele de coordonate $x_0=0$, $y_0=0$, $z_0=\frac{1}{\beta}[ch(V(0)\beta t)-1]$ și de raze $\rho=\frac{1}{\beta}sh(V(0)\beta t)$.

Observăm că, dînd valori parametrilor $\alpha(0)$ și t, se pot construi razele seismice și liniile izocrone (cînd $V(0)$ și β sînt cunoscute), realizîndu-se, ca în figura 2.19, diagrame radiale ce dau o imagine asupra formei cîmpului de timpi și servesc la prelucrarea datelor seismice.

Scanned with OKEN Scanner

În afară de legea de variație liniară a vitezei cu adîncimea, mai sînt posibile și altele: legea de variație exponențială $V(z)=V(0)e^{az}$; legea de variație parabolică $V(z)=V(0)\left[1+\frac{b}{V(0)}z\right]^2$ și $V(z)=[V^2(0)+2cz]^{1/2}$, în care a, b și c sînt constante etc.

În cazul în care viteza $V(z)$ variază după o altă lege decît cea liniară, modul de aflare a formei razelor seismice și a izocronelor este asemănător cu cel folosit mai sus pentru cazul legii liniare.

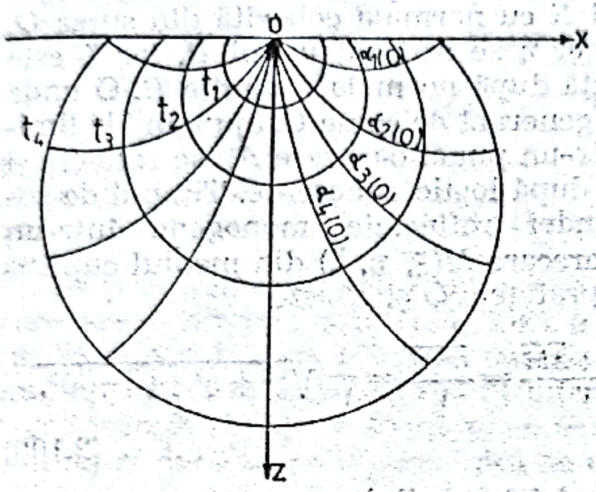


Fig. 2.19. Diagramă radială (linii izocrone și raze seismice) în cazul mediului cu variație continuă a vitezei de propagare cu adîncimea.

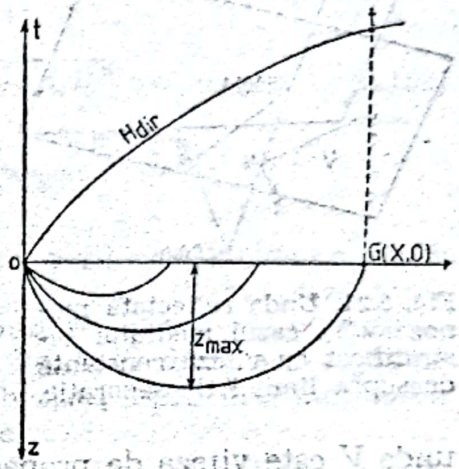


Fig. 2.20. Hodograful undei „directe" (continuu refractată) în cazul mediului cu variație continuă a vitezei de propagare cu adîncimea.

În figura 2.20 sînt reprezentate cîteva traiectorii seismice în ipoteza creșterii continue a vitezei cu adîncimea. Unda poate fi denumită *„directă"*, întrucît nu întîlnește în drumul ei nici o suprafață de discontinuitate a vitezei de propagare. Riguros vorbind, aceasta este o undă continuu refractată. Pentru oricare din aceste traiectorii seismice (fig. 2.20) se poate scrie

$$p=\frac{1}{V^*}=\frac{\sin\alpha(0)}{V(0)}=\frac{\sin\alpha(z_1)}{V(z_1)}=\frac{\sin\alpha(z_2)}{V(z_2)}=\ldots\ldots=\frac{1}{V(z_{max})} \qquad (2.98)$$

Ținînd seama de ecuațiile (2.87) și de simetria traiectoriei față de axa z_{max}, se pot scrie următoarele expresii ale coordonatelor unui punct oarecare de pe hodograful H_{dir} al undei „directe" (continuu refractate):

$$x=2\int_0^{z_{max}}\frac{pV(z)dz}{\sqrt{1-p^2V^2(z)}};\quad t=2\int_0^{z_{max}}\frac{dz}{V(z)\sqrt{1-p^2V^2(z)}} \qquad (2.99)$$

Din (2.98) rezultă că viteza aparentă este egală cu viteza de propagare la adîncimea z_{max}. Prin urmare, viteza aparentă variază de la traiectorie la traiectorie, ceea ce face ca hodograful undei continuu refractate să aibă, în cazul creșterii vitezei cu adîncimea, forma curbei H_{dir} din figura 2.20.

Cunoașterea formei funcției $V(z)$ permite explicitarea relațiilor (2.99) într-un mod asemănător cu cel folosit mai sus pentru cazul $V(z)=V(0)+Kz$.

2.3.2. Cîmpul de timpi și hodografii undelor reflectate

Să considerăm mai întîi cazul mediului omogen bistratificat. Fie suprafața pămîntului Q și o limită de separație R între două strate, limită care înclină cu unghiul φ față de orizontală (fig. 2.21).

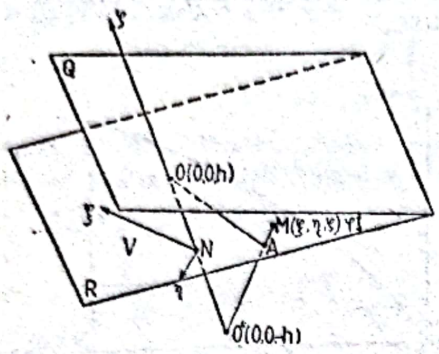


Fig. 2.21. Unda reflectată monogenă în cazul mediului bistratificat cu viteză constantă deasupra limitei de separație.

Să luăm un sistem rectangular de axe $\xi\eta\zeta$, cu originea în punctul N de intersecție a limitei R cu normala coborîtă din sursa O. Axele ξ și η se află în planul R, iar ζ este îndreptată după normala la limita R. O undă P sau S generată de sursa O, ajungînd la limita R (într-un punct oarecare A), se reflectă și refractă după legile cunoscute. Timpul de sosire a undei reflectate monogene într-un punct oarecare $M(\xi, \eta, \zeta)$ din mediul cuprins între suprafețele Q și R este

$$t=\frac{\overline{OA}+\overline{AM}}{V}=\frac{\overline{O^*M}}{V}=\frac{1}{V}\sqrt{\xi^2+\eta^2+(\zeta+h)^2}, \tag{2.100}$$

unde V este viteza de propagare a undei în mediul omogen cuprins între suprafața de observație și limita reflectatoare R.

Relația (2.100), scrisă sub forma

$$\xi^2+\eta^2+(\zeta+h)^2=V^2t^2,$$

arată că izocronele undei monogene simplu reflectate sînt sfere de raze $r=Vt$, cu centrul în punctul O^* $(0, 0, -h)$, punct care, prin construcție, este imaginea sursei O față de limita R. Procesul se produce ca și cum undele ar fi generate de o sursă aflată în punctul O^*, din care s-ar propaga cu viteza V.

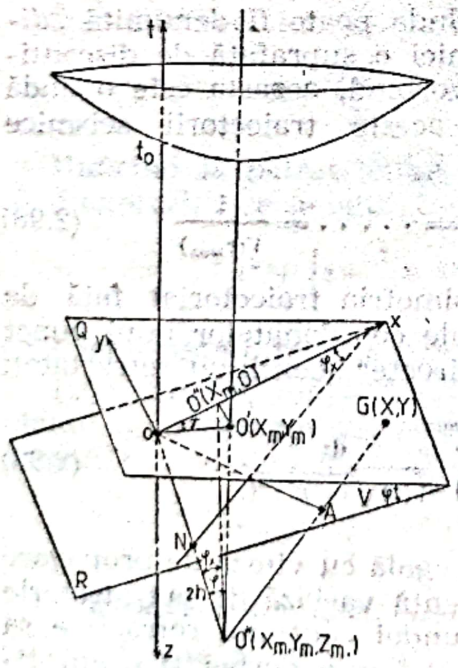


Fig. 2.22. Hodograful de suprafață al undei monogene reflectate în cazul mediului bistratificat cu viteză constantă deasupra limitei de separație.

În figura 2.22 sînt reprezentate cele două suprafețe Q și R și un nou sistem de axe xyz cu originea în O; planul xy în coincidență cu planul orizontal Q, iar axa z este verticală. Timpul de sosire a undei reflectate monogene într-un punct $G(x, y)$ de pe suprafața de observație este

$$t=\frac{\overline{O^*G}}{V}=\frac{1}{V}\sqrt{(x-x_m)^2+(y-y_m)^2+z_m^2} \tag{2.101}$$

Această relație mai poate fi scrisă sub forma

$$\frac{t^2}{\left(\frac{z_m}{V}\right)^2}-\frac{(x-x_m)^2}{z_m^2}-\frac{(y-y_m)^2}{z_m^2}=1 \tag{2.102}$$

Scanned with OKEN Scanner

Prin urmare, hodograful de suprafață al undei monogene simplu reflectate este un hiperboloid cu două pînze. În figura 2.22 este reprezentat hodograful corespunzător semispațiului inferior. Axa de simetrie a hiperboloidului coincide cu verticala ce trece prin punctele O^* și O', punctul O' fiind proiecția sursei virtuale O^* pe suprafața de observație. Ca rezultat al intersecției izocronelor sferice cu planul de observație Q, liniile izocrone ale undei reflectate sînt cercuri cu centrele în punctul O' și de raze $r_0=\sqrt{V^2t^2-z_m^2}$.

Ecuația (2.101) mai poate fi scrisă sub forma

$$t=\frac{1}{V}\sqrt{x^2+y^2-2xx_m-2yy_m+4h^2} \qquad (2.103)$$

în care

$$2h=\overline{O^*O}=\sqrt{x_m^2+y_m^2+z_m^2}$$

Să presupunem că observațiile se fac pe un profil ce coincide cu axa x care are o direcție arbitrară, însă trece prin sursa O. Planul razelor ce unesc punctul O^* cu diferite puncte de pe linia de observație (axa x) se numește plan de incidență și el intersectează limita R după o dreaptă ce trece prin N și face unghiul φ_x cu axa x. Unghiul φ_x reprezintă înclinarea limitei R după direcția profilului de observație.

Pentru $y=0$, ecuația (2.103) devine

$$t=\frac{1}{V}\sqrt{x^2+4h^2-2xx_m} \qquad (2.104)$$

Din figura 2.22 rezultă

$$x_m=\overline{OO''}=2h\sin\varphi\cos\gamma=2h\sin\varphi_x, \text{ adică } \sin\varphi_x=\sin\varphi\cos\gamma, \qquad (2.105)$$

unde γ este unghiul format de direcția profilului cu proiecția în planul Q a liniei de cea mai mare pantă a limitei R.

Ținînd seamă de (2.105), ecuația (2.104) capătă forma

$$t=\frac{1}{V}\sqrt{x^2+4h^2\mp4xh\sin\varphi_x} \qquad (2.106)$$

Semnul minus din (2.106) corespunde cazului cos $\gamma>0$, adică sensului ascendent al limitei reflectatoare, iar semnul plus — sensului descendent al limitei (cos $\gamma<0$).

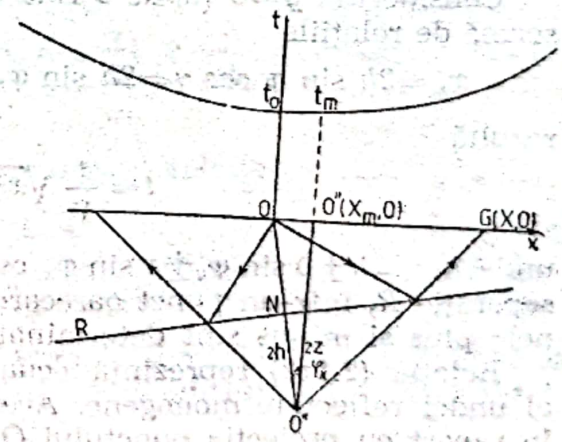


Fig. 2.23. Hodograful liniar longitudinal al undei monogene reflectate în cazul aceluiași mediu ca în figurile 2.21 și 2.22.

Relația (2.106) reprezintă ecuația hodografului liniar longitudinal al undei monogene simplu reflectate. Acest hodograf este o hiperbolă (fig. 2.23) a cărei axă de simetrie are direcția O^*O'', punctul O'' reprezentînd proiecția sursei virtuale O^* pe linia de observație (v. fig. 2.22).

Mărimea

$$t_0=\frac{2h}{V} \qquad (2.107)$$

Scanned with OKEN Scanner

reprezintă timpul ecou, întrucît este timpul necesar undei să parcurgă drumul de la sursă la punctul N și înapoi de la N (unde unghiul de incidență este zero) la O; adîncimea h este denumită *adîncimea ecou*.

Timpul minim de propagare, care corespunde (fig. 2.23) drumului cel mai scurt dintre sursa virtuală O^* și linia de observație, are expresia

$$t_m = \frac{2h\cos\varphi_x}{V} = \frac{2z}{V} \tag{2.108}$$

Folosind notațiile din figura 2.23, ecuația hodografului liniar longitudinal al undei reflectate mai poate fi scrisă și sub forma

$$t = \frac{1}{V}\sqrt{(x-x_m)^2+4z^2} \tag{2.109}$$

Viteza aparentă de-a lungul liniei de observație este

$$V^* = \frac{dx}{dt} = V^2\frac{t}{x-x_m} = V\sqrt{1+\left(\frac{2z}{x-x_m}\right)^2} \tag{2.110}$$

Pentru $x=x_m$ rezultă $V^*=\infty$; pentru $x=\infty$ se obține $V^*=V$, iar pentru $x=0$ rezultă $V^*=V/\sin\varphi_x$.

După cum rezultă din relația (2.109), pe măsură ce adîncimea limitei reflectatoare crește, curbura hodografului se micșorează.

Dacă limita reflectatoare este orizontală, ecuația hodografului liniar longitudinal devine

$$t = \frac{1}{V}\sqrt{x^2+4h^2} \tag{2.111}$$

În acest caz, minimul hodografului corespunde abscisei $x=0$ și, evident, $t_m=t_0$.

Considerînd $y=b$ (unde b este o constantă) în ecuația (2.103) și ținînd seamă de relațiile

$$x_m = 2h\sin\varphi\cos\gamma = 2h\sin\varphi_x;\quad y_m = 2h\sin\varphi\sin\gamma = 2h\sin\varphi_y,$$

rezultă

$$t = \frac{1}{V}\sqrt{x^2+b^2+4hh_{b,x}}, \tag{2.112}$$

unde $h_{b,x}=h\pm b\sin\varphi_y\pm x\sin\varphi_x$ este adîncimea, pe normală, a limitei de separație R, într-un punct oarecare de pe linia de observație $y=b$; semnele plus și minus sînt determinate de semnul funcțiilor cos γ și sin γ.

Relația (2.112) reprezintă ecuația hodografului liniar nelongitudinal al undei reflectate monogene. Acest hodograf este o hiperbolă simetrică în raport cu proiecția punctului O pe linia de observație.

Dacă mediul de deasupra limitei reflectatoare este constituit din mai multe strate, evident ecuațiile scrise mai sus nu sînt riguros valabile, iar hodografii nu mai sînt riguros hiperbolici. Coordonatele unui punct oarecare al hodografului undei reflectate, în cazul mediului multistratificat cu strate orizontale, sînt exprimate de relațiile:

$$x = 2\sum_{j=1}^{n-1} h_j \operatorname{tg}\alpha_j;\quad t = 2\sum_{j=1}^{n-1}\frac{h_j}{V_j\cos\alpha_j}, \tag{2.113}$$

în care h_j, V_j, α_j sînt grosimea, viteza și unghiul de incidență ce caracterizează stratul $j=1, 2, \ldots n-1$; stratul n este stratul reflectator.

Scanned with OKEN Scanner

Într-un complex de mai multe strate, viteza medie corespunzătoare mediului acoperitor unei limite oarecare R este definită prin relația

$$V_m = \frac{\sum_{j=1}^{n-1} h_j}{\sum_{j=1}^{n-1} \frac{h_j}{V_j}} = \frac{H}{\sum_{j=1}^{n-1} t_j} = \frac{\sum_{j=1}^{n-1} t_j V_j}{t} = \frac{H}{t} \tag{2.114}$$

Hodograful reprezentat de ecuațiile (2.113) este o curbă simetrică în raport cu sursa O. Pentru simplificarea operațiilor de prelucrare a datelor, în practică se aproximează hodografii undelor reflectate de la o limită oarecare R cu hodografii care s-ar obține pentru aceeași limită R, însă cînd mediul acoperitor acesteia ar fi omogen. Prin urmare, problema mediului multistratificat este redusă la una de mediu bistratificat. Întrucît hodograful real este considerat, în acest caz, tot un hodograf hiperbolic, ecuația acestuia poate fi scrisă sub forma

$$t = \frac{1}{V_{ef}} \sqrt{x^2 + 4h_{ef}^2} \tag{2.115}$$

unde V_{ef} și h_{ef} reprezintă viteza efectivă, respectiv adîncimea efectivă a limitei reflectatoare.

Din (2.115) rezultă

$$V_{ef} = \sqrt{\frac{x}{t} \frac{dx}{dt}} \tag{2.116}$$

Pentru a defini mai clar mărimile V_{ef} și h_{ef}, să luăm cazul $n=3$. Substituind în (2.116) mărimile t, x și dx/dt cu expresiile lor deduse pentru $n=3$ din (2.113), rezultă o relație care, pentru $\alpha_1 \to 0$, are forma

$$V_{ef} = V_1 \sqrt{\frac{1+rq}{1+\frac{q}{r}}}; \quad r = \frac{V_2}{V_1}; \quad q = \frac{h_2}{h_1} \tag{2.117}$$

Din (2.114) rezultă, pentru $n=3$, următoarea relație

$$V_m = V_1 \frac{1+q}{1+\frac{q}{r}} \tag{2.118}$$

Calculele efectuate pentru diferite valori ale mărimilor r și q arată că diferența dintre viteza efectivă și viteza medie nu este mare și că întotdeauna $V_{ef} > V_m$.

Prin urmare, viteza medie V_m este media armonică a vitezelor undelor prin stratele acoperitoare limitei de separație, iar viteza efectivă V_{ef} reprezintă viteza ce se determină din hodograful real aproximat cu o hiperbolă. Se poate spune, deci, că viteza efectivă este viteza medie eronat determinată, eroarea provenind din aproximarea mediului real cu un mediu omogen. Eroarea relativă este

$$\delta = \frac{V_{ef} - V_m}{V_m} = \frac{\sqrt{(1+rq)\left(1+\frac{q}{r}\right)}}{1+q} - 1 \tag{2.119}$$

Scanned with OKEN Scanner

Timpul ecou t_0 de pe hodograf are expresia

$$t_0 = \frac{2h_{ef}}{V_{ef}} = 2\sum_{j=1}^{n-1}\frac{h_j}{V_j} = \frac{\left(2\sum_{j=1}^{n-1}\frac{h_j}{V_j}\right)\left(\sum_{j=1}^{n-1}h_j\right)}{\sum_{j=1}^{n-1}h_j} = \frac{2\sum_{j=1}^{n-1}h_j}{V_m} \qquad (2.120)$$

Întrucît $V_{ef} > V_m$, rezultă din (2.120) că $h_{ef} > \Sigma h_j$.

Din relația (2.115) se obține următoarea expresie pentru viteza aparentă

$$V^* = \frac{dx}{dt} = V_{ef}\sqrt{1+\left(\frac{2h_{ef}}{x}\right)^2}, \qquad (2.121)$$

relație din care se observă că, pe măsura creșterii adîncimii h, hodografii undelor reflectate devin mai aplatizați. Prin urmare, hodografii corespunzători limitelor aflate la diferite adîncimi se pot intersecta, undele corespunzătoare interferîndu-se. Calcule simple arată că, în cazul stratelor groase orizontale (sau puțin înclinate), hodografii se intersectează la distanțe ce depășesc cu mult lungimea dispozitivelor de observație folosite. Cu cît diferența de adîncime dintre două limite reflectatoare este mai mică, cu atît hodografii corespunzători sînt mai apropiați, putîndu-se intersecta la distanțe mai mici. În cazurile în care limitele sînt înclinate și diferența dintre adîncimile lor nu este constantă, modul în care interferă undele reflectate corespunzătoare este mult mai complicat.

În cazul mediului cu variație continuă a vitezei de propagare, relația care definește viteza medie are forma

$$V_m(z) = \frac{Z}{\int_0^Z \frac{dz}{V(z)}}, \qquad (2.122)$$

în care Z este grosimea complexului de roci pentru care se calculează viteza medie.

Relația (2.122) permite determinarea formei funcției $V_m(z)$ cînd se cunoaște legea de variație a vitezei reale $V(z)$.

Din (2.122) rezultă

$$\int_0^Z \frac{dz}{V(z)} = \frac{Z}{V_m(z)},$$

care, prin derivare, dă

$$V(z) = \frac{V_m^2(z)}{V_m(z) - Z\frac{dV_m(z)}{dz}}, \qquad (2.123)$$

relație cu ajutorul căreia se poate determina legea de variație a vitezei reale $V(z)$ cunoscînd forma funcției $V_m(z)$.

Scanned with OKEN Scanner

Dacă în mediul de deasupra limitei reflectatoare viteza variază continuu cu adîncimea (fig. 2.24), coordonatele unui punct oarecare de pe hodograful undei reflectate, H_{refl}, au expresiile:

$$x = 2\int_0^h \frac{pV_1(z)dz}{\sqrt{1-p^2V_1^2(z)}}; \qquad t = 2\int_0^h \frac{dz}{V_1(z)\sqrt{1-p^2V_1^2(z)}} \tag{2.124}$$

Hodograful undei reflectate pe o limită orizontală este, în acest caz, o curbă simetrică în raport cu axa t (fig. 2.24), iar minimul său are coordonatele:

$$x=0; \quad t_m = t_0 = 2\int_0^h \frac{dz}{V_1(z)} \tag{2.125}$$

Hodograful undei reflectate este tangent la cel al undei „directe" în punctul a cărui abscisă corespunde traiectoriei undei continuu refractate de adîncimea maximă $Z_{max}=h$ (fig. 2.24).

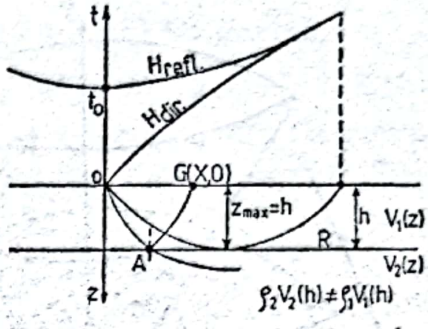


Fig. 2.24. Hodografi ai undelor „directă" și reflectată în cazul mediului bistratificat cu variație continuă a vitezei în fiecare strat.

2.3.3. Cîmpul de timpi și hodografii undelor refractate (frontale)

Dintre undele frontale ce se pot forma la incidența unei unde P sau S pe o limită refractatoare, undele monogene $P_1P_2P_1$ și $S_1S_2S_1$ interesează în mod deosebit în seismologia exploziilor. Cu toate acestea, în cele ce urmează, prezentăm teoria comună pentru toate undele frontale ce se formează la incidența unei unde P sau S pe o limită refractatoare plană și se propagă prin mediul acoperitor limitei de separație. Pentru aceasta, facem următoarele notații: $V_1=V_{P1}$, V_{S1} este viteza undei incidente; $V_2=V_{P_2}$, V_{S_2} — viteza undei alunecătoare; $V_1'=V_{P_1}'$, V_{S_1}' — viteza undei frontale prin mediul acoperitor limitei refractatoare; i — unghiul critic exprimat de relația cunoscută $\sin i=V_1/V_2$; i' — unghiul de „formare" a undei frontale, exprimat de relația $\sin i'=V_1'/V_2$.

În cazul undelor $P_1P_2P_1$, $S_1S_2S_1$, $P_1S_2P_1$, $S_1P_2S_1$, denumite și unde frontale simetrice, cele două viteze V_1 și V_1' sînt egale.

În figura 2.25 este prezentat cazul unei unde frontale produsă pe o limită plană înclinată R. Sistemul rectangular de coordonate $\xi\eta\zeta$ cu ori-

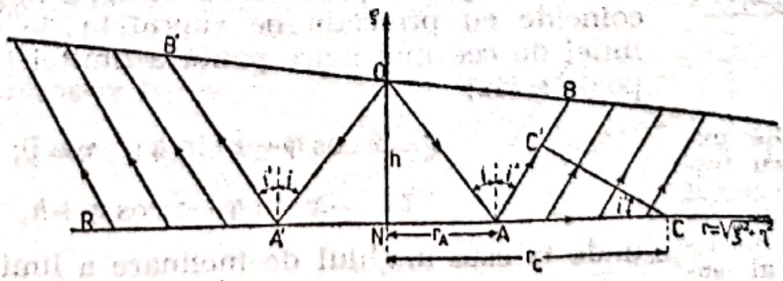


Fig. 2.25. Schiță explicativă pentru hodograful undelor refractate (frontale).

ginea în punctul N are axa ζ perpendiculară pe limita R, iar axele ξ și η se află în planul limitei refractatoare. Efectuînd o rotație a sistemului de drepte din figura 2.25 în jurul axei ζ, se obține imaginea din figura 2.26.

Ecuația conului (AB) are forma

$$r=r_A+\zeta \operatorname{tg} i'=(h+\zeta)\operatorname{tg} i', \tag{2.126}$$

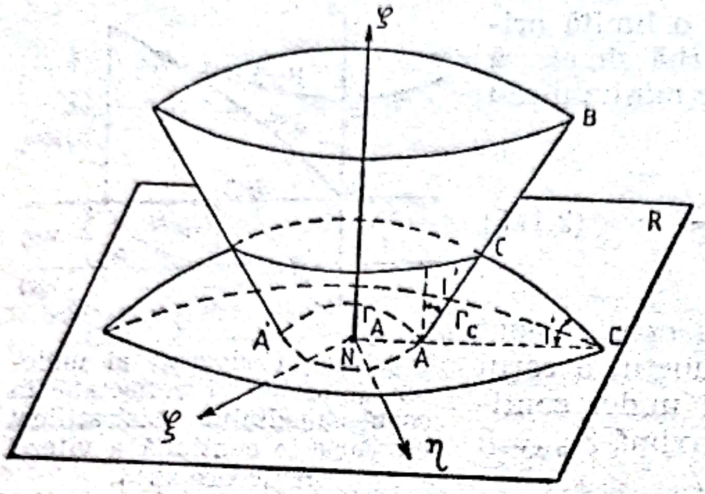


Fig. 2. 26. Raze seismice și forma suprafețelor izocrone ale undei frontale.

iar pentru conul (CC') se poate scrie

$$r=r_C-\zeta \operatorname{cotg} i' \tag{2.127}$$

Timpul necesar undei să ajungă într-un punct C' din mediu este

$$t=t_{OA}+t_{AC'}=t_{OA}+t_{AC}=\frac{h}{V_1\cos i}+\frac{r_C-h\operatorname{tg} i}{V_2}$$

sau

$$t=\frac{1}{V_2}\left[\frac{h}{\operatorname{tg} i}+\frac{\zeta}{\operatorname{tg} i'}+\sqrt{\xi^2+\eta^2}\right] \tag{2.128}$$

Funcția cîmpului de timpi (2.128), scrisă sub forma $A(\xi, \eta, \zeta, t)$, reprezintă ecuația familiei de suprafețe izocrone ale undei frontale. După cum se observă, izocronele acestei unde sînt trunchiuri de con. De aceea, undele frontale au mai fost denumite și unde conice.

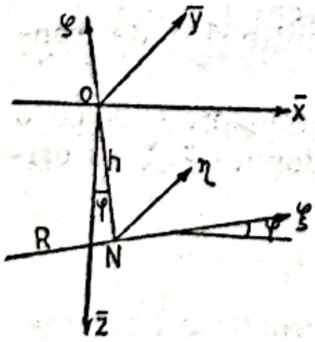


Fig. 2.27. Schiță explicativă pentru trecerea de la sistemul de axe al limitei refractatoare la un sistem de axe al suprafeței de observație.

Folosind un alt sistem de coordonate $O\bar{x}\bar{y}\bar{z}$, în care axa $\bar{z}$ este perpendiculară pe suprafața de observație, axa $\bar{y}$ este paralelă cu direcția limitei R, iar $\bar{x}$ coincide cu proiecția pe suprafața de observații a liniei de cea mai mare pantă a limitei (fig. 2.27); se poate scrie:

$$\xi=\bar{x}\cos\varphi-\bar{z}\sin\varphi; \quad \eta=\bar{y};$$

$$\zeta=-\bar{x}\sin\varphi-\bar{z}\cos\varphi+h, \tag{2.129}$$

unde φ este unghiul de înclinare a limitei R; s-a presupus axa ξ orientată după direcția de cea mai mare pantă a limitei R.

Scanned with OKEN Scanner

Ţinînd seamă de (2.129), ecuaţia (2.126) devine

$$\sqrt{(\bar{x}\cos\varphi-\bar{z}\sin\varphi)^2+\bar{y}^2}=h\operatorname{tg} i-(\bar{x}\sin\varphi+\bar{z}\cos\varphi-h)\operatorname{tg} i'$$

Linia rezultată din intersecţia acestui con cu planul de observaţie $\bar{z}=0$ este o curbă de gradul doi, a cărei ecuaţie are forma

$$\sqrt{\bar{x}^2\cos^2\varphi+\bar{y}^2}=h\operatorname{tg} i-(\bar{x}\sin\varphi-h)\operatorname{tg} i' \qquad (2.130)$$

Pentru undele frontale simetrice ($i'=i$), ecuaţia (2.130) devine

$$\bar{x}^2(\cos^2\varphi-\sin^2\varphi\operatorname{tg}^2 i)+\bar{y}^2+4\bar{x}h\sin\varphi\operatorname{tg}^2 i=4h^2\operatorname{tg}^2 i \qquad (2.131)$$

În funcţie de relaţia dintre unghiurile φ şi i, ecuaţia (2.131) reprezintă fie o parabolă ($90-\varphi=i$), fie o elipsă ($90-\varphi>i$) sau hiperbolă ($90-\varphi<i$), iar pentru $\varphi=0$, un cerc.

Curba (2.130) sau (2.131) împarte suprafaţa de observaţie în două zone: zona internă care conţine punctul O şi în care nu se observă unde refractate (frontale) şi zona externă care se confundă cu domeniul în care undele refractate sosesc la suprafaţa de observaţie, unde pot fi înregistrate. Evident, hodografii şi curbele izocrone ale undei refractate pot fi construite numai în zona de existenţă a acestor unde.

Trecînd ecuaţia (2.128) în noul sistem de axe $O\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ şi apoi considerînd $\bar{z}=0$, se obţine relaţia

$$t=\frac{1}{V_2}\left[\frac{h}{\operatorname{tg} i}+\frac{h}{\operatorname{tg} i'}-\frac{\bar{x}\sin\varphi}{\operatorname{tg} i'}+\sqrt{\bar{x}^2\cos^2\varphi+\bar{y}^2}\right], \qquad (2.132)$$

care reprezintă ecuaţia hodografului de suprafaţă al undei refractate.

Ecuaţia familiei de izocrone din planul de observaţie este reprezentată de (2.132), în care t devine parametru. Liniile izocrone sînt parabole (pentru $\varphi=i$) sau hiperbole (pentru $\varphi>i$) sau elipse pentru $\varphi<i$); pentru $\varphi=0$, ele sînt cercuri.

În coordonate t, $\bar{x}$, $\bar{y}$, hodograful de suprafaţă (2.132) este un con (fig. 2.28) cu vîrful în punctul de coordonate:

$$\bar{x}=\bar{y}=0;\quad t=t_0'=\frac{h}{V_2}\left(\frac{1}{\operatorname{tg} i}+\frac{1}{\operatorname{tg} i'}\right). \qquad (2.133)$$

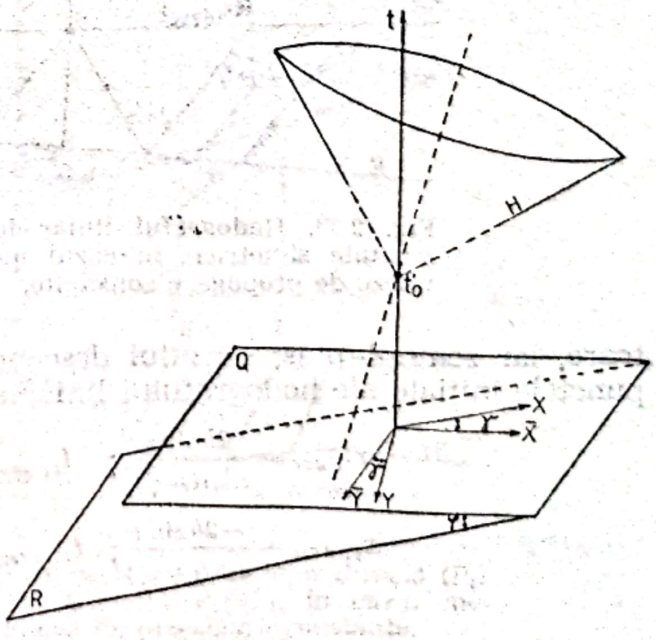


Fig. 2.28. Hodograful de suprafaţă al undelor refractate (frontale) în cazul mediului bistratificat cu viteze de propagare constante.

Axa acestui con înclină în direcția de cădere a limitei refractatoare; cînd $\varphi=0$, axa conului coincide cu axa t. Pentru zona internă a suprafeței de observație, hodograful nu are sens fizic (generatoarele conului au fost trasate în această zonă cu linii întrerupte — fig. 2.28).

Fie un alt sistem rectangular de coordonate $Oxyz$, în care axa z coincide cu $\bar{z}$, iar axele x și y sînt orientate arbitrar în planul de observație (fig. 2.28). Se poate scrie:

$$\bar{x}=x\cos\gamma+y\sin\gamma;\quad \bar{y}=y\cos\gamma-x\sin\gamma;\quad \bar{z}=z. \tag{2.134}$$

În noul sistem de axe, ecuația hodografului de suprafață al undelor refractate simetrice ($i=i'$) are forma

$$t=\frac{1}{V_2}\left[\frac{2h}{\operatorname{tg} i}-\frac{\sin\varphi(x\cos\gamma+y\sin\gamma)}{\operatorname{tg} i}+\right.$$
$$\left.\sqrt{\cos^2\varphi(x\cos\gamma+y\sin\gamma)^2+(y\cos\gamma-x\sin\gamma)^2}\right] \tag{2.135}$$

Ținînd seama de (2.105) și considerînd $y=0$, rezultă din (2.135) ecuația hodografului liniar longitudinal al undelor frontale simetrice:

$$t=\frac{x\sin(i\mp\varphi_x)}{V_1}+\frac{2h\cos i}{V_1}, \tag{2.136}$$

care, în sistemul t, x, reprezintă două drepte (fig. 2.29); semnul minus corespunde hodografului în sensul ascendent (t_{asc}) al limitei refracta-

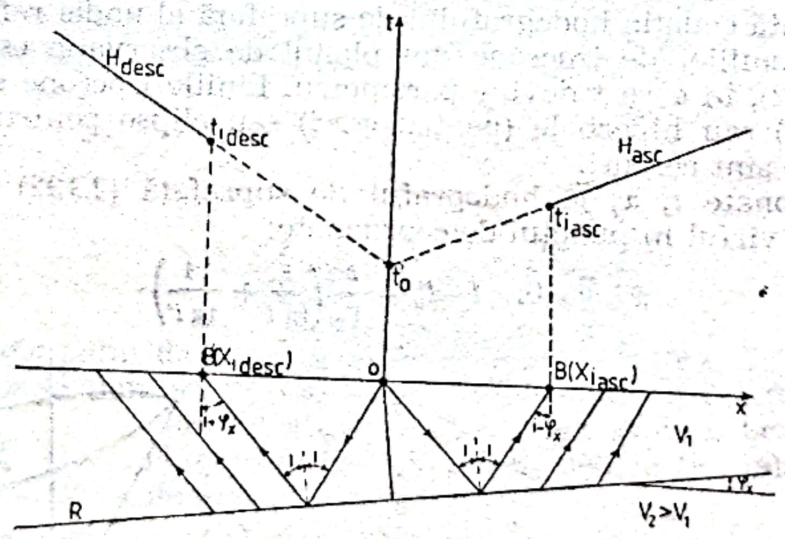


Fig. 2.29. Hodograful liniar longitudinal al undelor frontale simetrice, în cazul mediului bistratificat cu viteze de propagare constante.

toare, iar semnul plus, sensului descendent (t_{desc}). Se deduce simplu că punctele inițiale ale hodografului liniar au coordonatele:

$$x_{i,\,asc}=\frac{2h\sin i}{\cos(i-\varphi_x)};\quad t_{i,\,asc}=\frac{2h\cos\varphi_x}{V_1\cos(i-\varphi_x)}; \tag{2.137}$$
$$x_{i,\,desc}=\frac{-2h\sin i}{\cos(i+\varphi_x)};\quad t_{i,\,desc}=\frac{2h\cos\varphi_x}{V_1\cos(i+\varphi_x)},$$

Scanned with OKEN Scanner

iar vitezele aparente au expresiile:

$$V^{\bullet}_{asc}=\left(\frac{dx}{dt}\right)_{asc}=\frac{V_1}{\sin(i-\varphi_x)};\quad V^{\bullet}_{desc}=\left(\frac{dx}{dt}\right)_{desc}=\frac{V_1}{\sin(i+\varphi_x)} \tag{2.138}$$

Cînd $i+\varphi_x=90°$, rezultă $V^{\bullet}_{desc}=V_1$. În acest caz, unda frontală nu poate fi înregistrată în sensul descendent, întrucît razele undei frontale devin paralele cu linia de observație și nici în sensul ascendent al limitei R, întrucît incidența undei sub unghiul critic (în sensul ascendent al limitei) are loc în punctul de intersecție a limitei R cu linia de observație.

Pentru $i-\varphi_x=0$, rezultă $V^{\bullet}_{asc}=\infty$. În acest caz, hodograful în sensul ascendent este paralel cu axa absciselor, iar cînd $i-\varphi_x<0$, viteza aparentă $V^{\bullet}_{asc}$ este negativă (timpul de sosire a undei la linia de observație scade cu creșterea distanței de la punctul de explozie la punctul de observație. Pentru $\varphi_x=0$ rezultă $V^{\bullet}_{asc}=V^{\bullet}_{desc}=V_1/\sin i=V_2$.

Considerînd $y=b$ (unde b este o constantă), se obține din (2.135) ecuația hodografului liniar nelongitudinal pentru unda refractată simetrică

$$t=\frac{1}{V_2}\left[\sqrt{x^2\cos^2\varphi_x-2xb\sin\varphi_x\sin\varphi_y+b^2\cos^2\varphi_y}+\frac{h+h_{b,x}}{\operatorname{tg} i}\right], \tag{2.139}$$

unde $\sin\varphi_x=\sin\varphi\cos\gamma$; $\sin\varphi_y=\sin\varphi\sin\gamma$, iar cu $h_{b,x}$ s-a notat aceeași mărime din (2.112).

Ecuația (2.139) reprezintă o hiperbolă asimetrică, al cărei minim este deplasat față de proiecția sursei O pe profilul nelongitudinal în partea asccendentă a limitei refractatoare.

În cazul undelor refractate nesimetrice rezultă, la fel de simplu, următoarea ecuație a hodografului liniar longitudinal

$$t=\frac{x\sin(i'\mp\varphi_x)}{V_1'}+\frac{h\cos i'}{V_1'}+\frac{h\cos i}{V_1}, \tag{2.140}$$

care reprezintă tot două drepte.

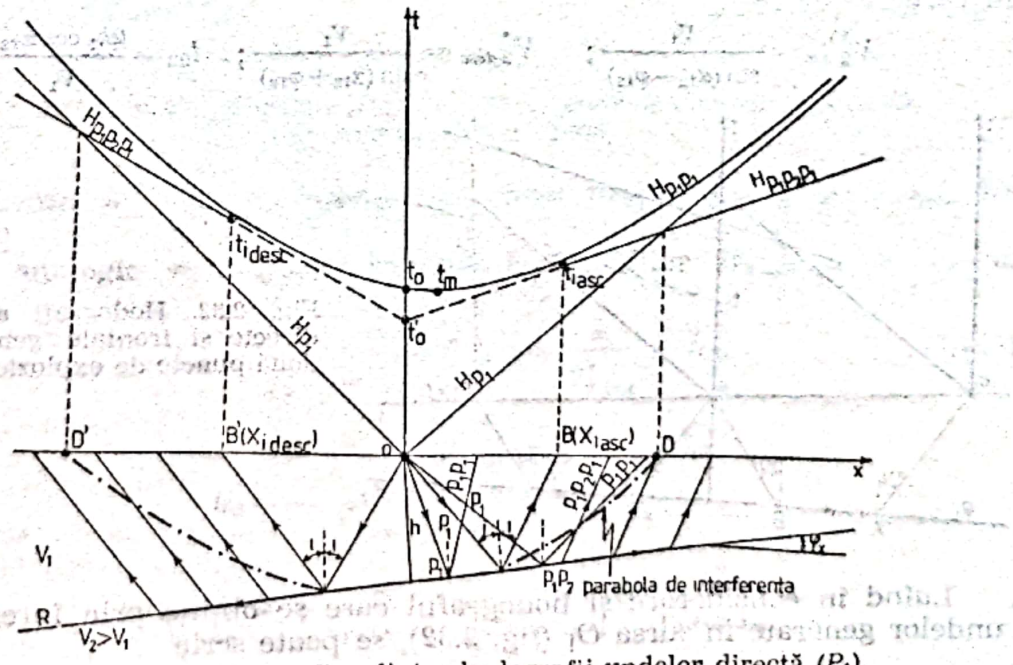


Fig. 2.30. Relațiile grafice dintre hodografii undelor directă (P_1), reflectată monogenă (P_1P_1) și frontală $P_1P_2P_1$, în cazul mediului bistratificat cu viteze de propagare constante.

Scanned with OKEN Scanner

În figura 2.30 sînt reprezentați hodografii undelor directă P_1, reflectată P_1P_1 și refractată $P_1P_2P_1$ de la o limită înclinată (schiță valabilă și pentru undele S_1, S_1S_1 și $S_1S_2S_1$). Evident, hodograful undei refractate este tangent la cel al undei reflectate în punctele inițiale ale primului (fig. 2.30).

Unda directă P_1 se interferă cu unda frontală $P_1P_2P_1$, iar locul geometric al punctelor de interferență a celor două unde este o parabolă (fig. 2.30). Din condiția de egalitate a timpilor undelor directă și frontală rezultă expresiile absciselor punctelor D și D' (fig. 2.30):

$$x_D = \frac{2h\cos i}{1-\sin(i-\varphi_x)}; \quad x_{D'} = \frac{2h\cos i}{1-\sin(i+\varphi_x)} \tag{2.141}$$

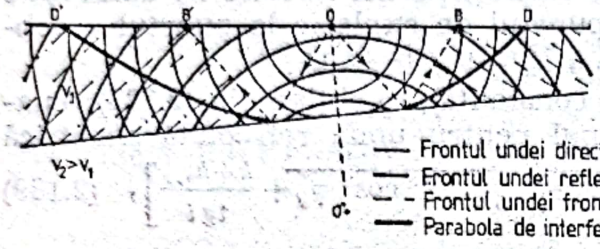


Fig. 2.31. Liniile izocrone (în planul de incidență) ale undelor directă (P_1), reflectată monogenă (P_1P_1) și frontală $P_1P_2P_1$, în cazul mediului bistratificat cu viteze de propagare constante.

Corespondentul figurii 2.30 este reprezentat de imaginea din figura 2.31, în care sînt trasate liniile izocrone (din planul de incidență) ale celor trei unde: directă, reflectată și refractată (frontală).

Pentru a putea prezenta problema hodografilor undelor refractate în cazul mediului multistratificat, să scriem ecuația (2.136) a hodografului liniar longitudinal sub forma (fig. 2.32):

$$t_{asc} = \frac{x}{V^*_{2\,asc}} + t_{02}; \quad t_{desc} = \frac{x}{V^*_{2\,desc}} + t_{02}, \tag{2.142}$$

în care

$$V^*_{2\,asc} = \frac{V_1}{\sin(\alpha_{12}-\varphi_{12})}; \quad V^*_{2\,desc} = \frac{V_1}{\sin(\alpha_{12}+\varphi_{12})}; \quad t_{02} = \frac{2h_1\cos\alpha_{12}}{V_1}$$

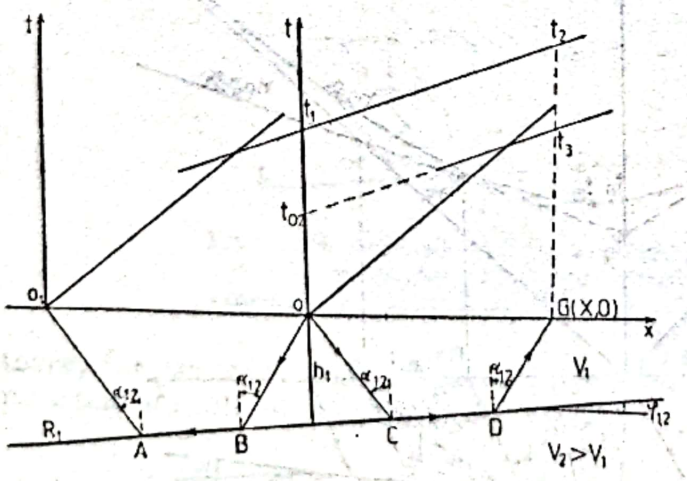


Fig. 2.32. Hodografi ai undelor directe și frontale generate din două puncte de explozie (O și O_1).

Luînd în considerare și hodograful care se obține prin înregistrarea undelor generate în sursa O_1 (fig. 2.32), se poate scrie

$$t_{02} = t_1 - (t_2 - t_3) \quad \text{sau} \quad t_{02} = \frac{\overline{OB}}{V_1} + \frac{\overline{OC}}{V_1} - \frac{\overline{BC}}{V_2} \tag{2.143}$$

Conform legii lui Bendorf, unda seismică refractată de la limita plană R_2 (cazul a trei strate — fig. 2.33) este caracterizată de următoarele viteze aparente de-a lungul liniei de observație Ox:

$$V^*_{3\,asc} = \frac{V_1}{\sin(\alpha_{13} - \varphi_{12})}; \quad V^*_{3\,desc} = \frac{V_1}{\sin(\alpha'_{13} + \varphi_{12})} \tag{2.144}$$

Întrucît mărimile V_1, α_{13}, α'_{13} și φ_{12} sînt constante, rezultă, ținînd seamă de (2.144), că hodograful liniar longitudinal al undei refractate

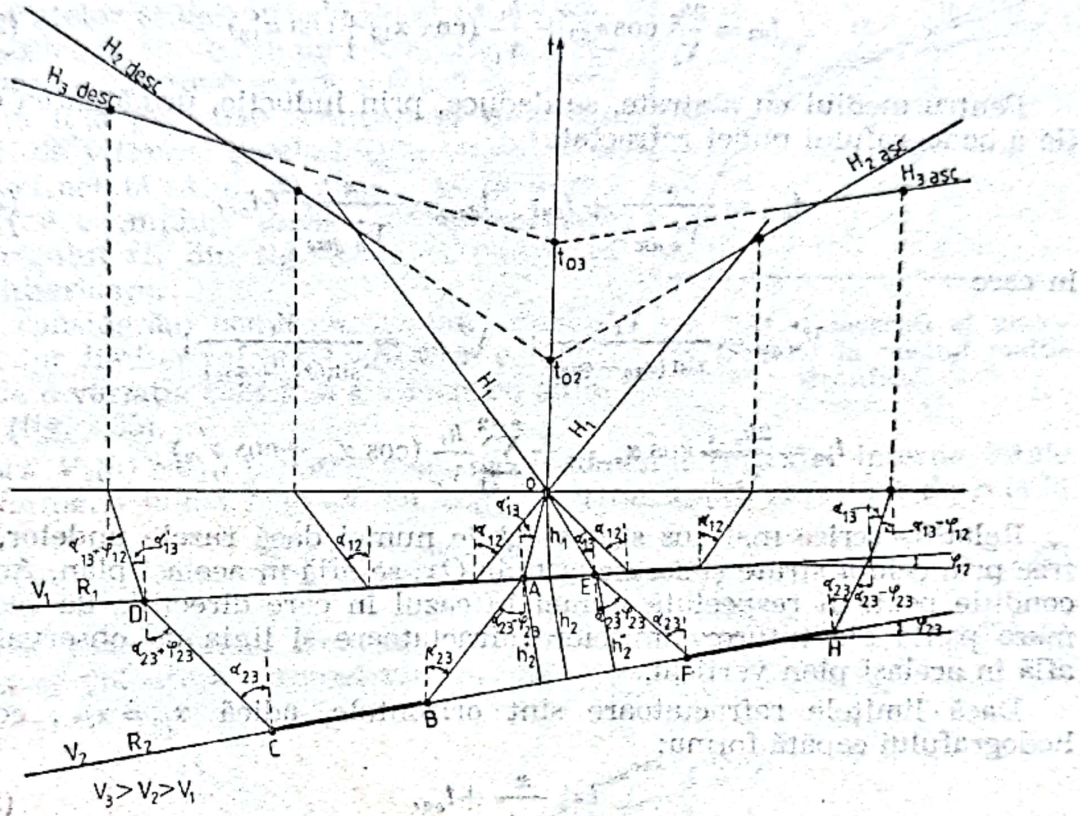


Fig. 2.33. Hodografi liniari longitudinali ai undelor directă și frontală, în mediul cu trei strate.

de la limita R_2 este reprezentat de două drepte ($H_{3\,asc}$ și $H_{3\,desc}$) din fig. 2.33).

Prin analogie cu (2.142), ecuațiile hodografilor $H_{3\,asc}$ și $H_{3\,desc}$ au forma:

$$t_{asc} = \frac{x}{V^*_{3\,asc}} + t_{03}; \quad t_{desc} = \frac{x}{V^*_{3\,desc}} + t_{03}, \tag{2.145}$$

unde

$$t_{03} = \frac{\overline{OA} + \overline{OE}}{V_1} + \frac{\overline{AB} + \overline{EF}}{V_2} - \frac{\overline{BF}}{V_3},$$

sau

$$t_{03} = \frac{h_1}{V_1 \cos\alpha_{13}} + \frac{h_1}{V_1 \cos\alpha_{13}} + \frac{h'_2}{V_2 \cos\alpha_{23}} + \frac{h''_2}{V_2 \cos\alpha_{23}} - \frac{1}{V_3}[(h'_2 - h''_2)\operatorname{tg}\alpha_{23} + h_1(\operatorname{tg}\alpha_{13} + \operatorname{tg}\alpha'_{13})\cos\varphi_{23}], \tag{2.146}$$

unde φ_{23} reprezintă înclinarea limitei R_2 față de limita R_1, iar α_{23} este exprimat de relația

$$\sin \alpha_{23} = \frac{V_2}{V_3} \tag{2.147}$$

Dacă se ține seama de relațiile

$$h_2' = h_2 + h_1 \operatorname{tg} \alpha_{13} \sin \varphi_{23}; \quad h_2'' = h_2 - h_1 \operatorname{tg} \alpha_{13}' \sin \varphi_{23},$$

expresia (2.146) devine

$$t_{03} = \frac{2h_2}{V_2} \cos \alpha_{23} + \frac{h_1}{V_1} (\cos \alpha_{13} + \cos \alpha_{13}') \tag{2.148}$$

Pentru mediul cu n strate, se deduce, prin inducție, următoarea ecuație a hodografului undei refractate

$$t_{asc} = \frac{x}{V^*_{n\,asc}} + t_{on}; \quad t_{desc} = \frac{x}{V^*_{n\,desc}} + t_{on}, \tag{2.149}$$

în care

$$V^*_{n\,asc} = \frac{V_1}{\sin(\alpha_{1n} - \varphi_{12})}; \quad V^*_{n\,desc} = \frac{V_1}{\sin(\alpha_{1n}' + \varphi_{12})};$$

$$t_{on} = \frac{2h_{n-1}}{V_{n-1}} \cos \alpha_{n-1,n} + \sum_{j=1}^{n-2} \frac{h_j}{V_j} (\cos \alpha_{jn} + \cos \alpha_{jn}')$$

Relațiile scrise mai sus sînt valabile numai dacă razele undelor, care trec prin cele n strate și sosesc la linia Ox, se află în același plan. Această condiție poate fi respectată numai în cazul în care direcțiile de cea mai mare pantă ale tuturor limitelor refractatoare și linia de observație se află în același plan vertical.

Dacă limitele refractatoare sînt orizontale, adică $\alpha_{jn} = \alpha_{jn}'$, ecuația hodografului capătă forma:

$$t = \frac{x}{V^*_n} + t_{on}, \tag{2.150}$$

în care

$$V^*_n = \frac{V_1}{\sin \alpha_{1n}} = V_n; \quad t_{on} = 2 \sum_{j=1}^{n-1} \frac{h_j}{V_j} \cos \alpha_{jn}$$

Prin urmare, hodografii undelor refractate, în cazul stratificației orizontale, sînt reprezentați de linii drepte simetrice față de sursa O.

Cu notațiile folosite mai sus în cazul stratificației orizontale, legea lui Snell are forma:

$$\frac{\sin \alpha_{1n}}{V_1} = \frac{\sin \alpha_{2n}}{V_2} = \ldots = \frac{\sin \alpha_{n-1,n}}{V_{n-1}} = \frac{1}{V_n} \tag{2.151}$$

Analiza mai atentă a relației (2.151) arată că undele refractate pot să apară de la o anumită limită de separație, numai dacă viteza în stratul refractator este mai mare decît oricare din vitezele în stratele acoperitoare. Dacă în succesiunea vitezelor de strat se întîlnește o viteză V_i mare, pe limitele stratelor (aflate sub stratul j) care au viteze mai mici decît V_i nu se pot forma unde refractate. Acesta este un fenomen de ecranare, iar stratul cu viteză mare (V_i), care ecranează pe cele cu viteze mai mici

decît V_i, este un strat ecran. Proprietățile stratului ecran depind însă și de raportul dintre grosimea lui și lungimea undelor refractate, efectul de ecranare dispărînd pentru $\lambda > 10\,h$, unde h este grosimea stratului.

După cum s-a arătat mai sus, hodografii undelor refractate (într-un mediu multistratificat) înregistrate pe o linie de observație care trece prin sursă, sînt reprezentați de o succesiune de drepte (fig. 2.34), fiecare dreaptă fiind un hodograf al unei unde refractate de către una din limitele de separație. Aceste drepte se intersectează unele cu altele, pozițiile punctelor de intersecție depinzînd de grosimile stratelor și de vitezele de strat. În primele sosiri se succed unde refractate ale căror viteze aparente cresc pe măsură ce crește distanța față de sursă. Pentru anumite raporturi de viteze și grosimi, este posibil ca o undă refractată să nu poată ajunge în prime sosiri (de exemplu, unda corespunzătoare hodografului H_4 din fig. 2.34), ci numai în sosiri ulterioare.

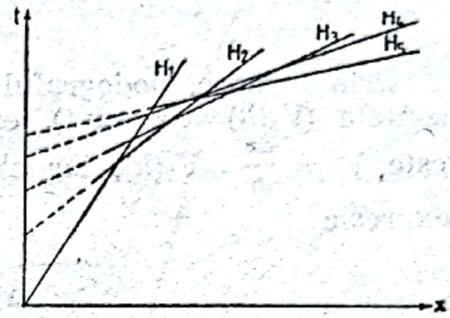


Fig. 2.34. Hodografi ai undelor frontale în mediul multistratificat.

Să considerăm acum cazul cînd mediul acoperitor limitei refractatoare este caracterizat de o variație continuă a vitezei cu adîncimea (fig. 2.35).

Dacă $V_2(h) > V_1(h)$, poate avea loc fenomenul reflexiei interne totale și al formării undei frontale cu unghiul critic $\alpha_{cr}(h)$, exprimat de relația

$$\frac{\sin \alpha_{cr}(0)}{V_1} = \frac{\sin \alpha_{cr}(h)}{V_1(h)} = \frac{1}{V_2(h)} = p_{cr} \qquad (2.152)$$

Toate razele undei frontale sînt paralele, întrucît sînt caracterizate de aceeași valoare a parametrului $p = p_{cr}$.

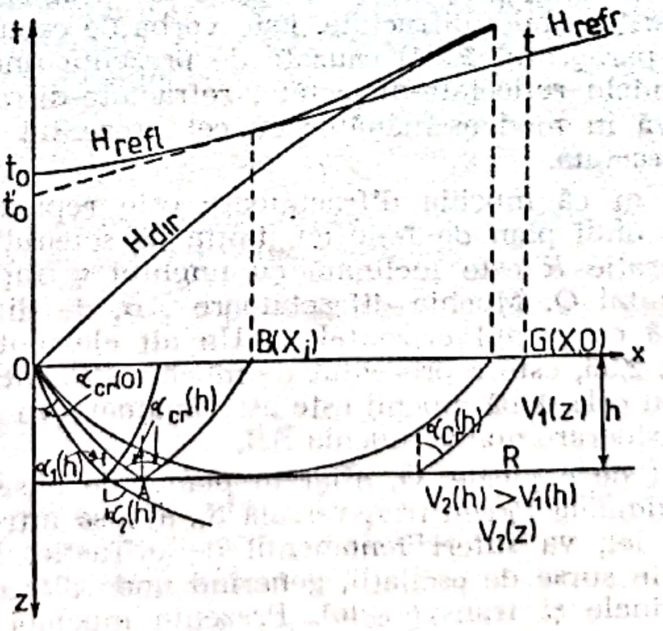


Fig. 2.35. Relațiile grafice dintre hodografii undelor „directă", reflectată și refractată (frontală) în cazul mediului bistratificat cu variație continuă a vitezei în fiecare strat.

Scanned with OKEN Scanner

Timpul de parcurs al undei refractate este

$$t=2\int_0^h \frac{dz}{V_1(z)\sqrt{1-p_{cr}^2V_1^2(z)}}+\frac{1}{V_2(h)}\left[x-2\int_0^h \frac{p_{cr}V_1(z)dz}{\sqrt{1-p_{cr}^2V_1^2(z)}}\right]$$

sau

$$t=\frac{x}{V_2(h)}+2\int_0^h \sqrt{\frac{1}{V_1^2(z)}-\frac{1}{V_2^2(h)}}\,dz \qquad (2.153)$$

Prin urmare, hodograful undei refractate H_{refr}, în cazul limitei orizontale ($V_2(h)$=constant), este o dreaptă (fig. 2.35). Viteza aparentă este $V^*=\frac{dx}{dt}=V_2(h)$, iar abscisa punctului inițial al hodografului are expresia

$$x_i=2\int_0^h \frac{p_{cr}V_1(z)dz}{\sqrt{1-p_{cr}^2V_1^2(z)}} \qquad (2.154)$$

În punctul de abscisă x_i, hodograful undei refractate (frontale) este tangent la cel al undei reflectate.

2.3.4. Cîmpul de timpi și hodografii undei difractate

În paragraful 2.2.4. au fost prezentate condițiile în care apar undele difractate în mediile geologice, precum și factorii ce determină formarea lor. În cele ce urmează, prezentăm rezolvarea dată de *Enescu* (1965) pentru unul din cazurile cele mai complicate ale problemei cîmpului de timpi și hodografilor undei difractate. Este vorba de cazul undei directe-difractate (vezi paragraful 2.2.4) cauzate de prezența unei muchii înclinate. Pentru undele reflectate-difractate, refractate-difractate etc., problema se rezolvă în mod asemănător cu cel prezentat mai jos pentru unda directă-difractată.

Să presupunem că muchia difractatoare este reprezentată de linia de intersecție a unui plan de falie cu limita de separație R (fig. 2.36). Limita de separație R este înclinată cu unghiul φ față de planul de observație orizontal Q. Muchia difractatoare $\overline{AB}$, de direcție arbitrară, face un unghi δ cu planul orizontal Q. Un alt element difractator, în cazul din figura 2.36, este reprezentat de muchia $\overline{EF}$. Întrucît rezolvarea problemei pentru cele două muchii este asemănătoare, în cele ce urmează este luată în considerare numai muchia $\overline{AB}$.

Fie un punct de explozie, O, aflat în planul de observație Q. Unda incidentă longitudinală P_i sau transversală S_i, ajunsă într-un punct oarecare D al muchiei, va suferi fenomenul de difracție. Punctele de pe muchia $\overline{AB}$ devin surse de oscilații, generînd unde difractate de ambele tipuri (longitudinale și transversale). Prezența muchiei $\overline{AB}$ face posibilă, deci, formarea următoarelor unde difractate:

— la incidența unei unde P_i apar undele difractate P_iP_d și P_iS_d;

— la incidența unei unde S_i apar undele difractate S_iS_d și S_iP_d.

Scanned with OKEN Scanner

Undele difractate monogene P_iP_d și S_iS_d se propagă cu aceeași viteză cu care se propagă unda incidentă (adică $V_i=V_d$), iar pentru undele difractate de schimb (P_iS_d și S_iP_d), $V_i\neq V_d$. Mediul cuprins între limita R și planul Q este considerat, la stabilirea relațiilor de mai jos, omogen și izotrop.

Sistemul rectangular de axe $O\xi\eta\zeta$, denumit „sistemul muchiei difractatoare", are axa ξ în planul orizontal Q, perpendiculară pe proiecția

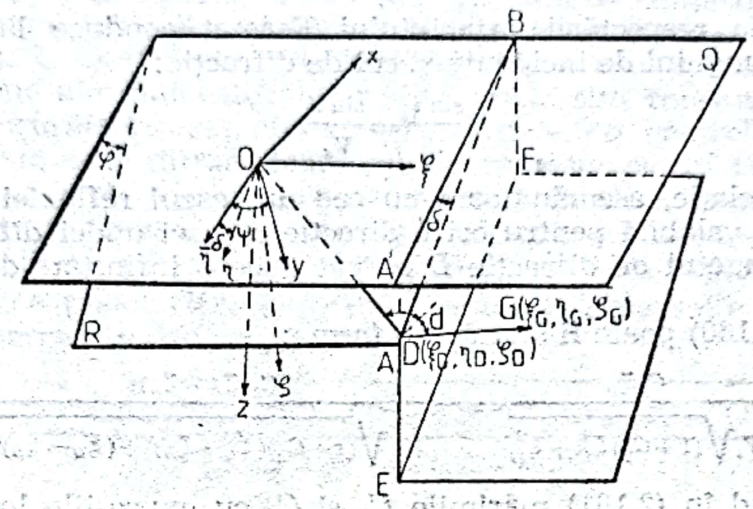


Fig. 2.36. Difracția undelor seismice de la o muchie înclinată.

muchiei în planul Q; axa η este paralelă cu direcția muchiei, făcînd unghiul δ cu planul orizontal, iar axa ζ este perpendiculară pe planul $\xi\eta$.

Fie un alt sistem rectangular de axe $Oxyz$, în care axele x și y sînt orientate arbitrar în planul Q, iar axa z este verticală. Cu ψ s-a notat unghiul dintre direcția y și proiecția muchiei în planul orizontal (fig. 2.36). Dacă axa y este orientată nord-sud, atunci ψ reprezintă azimutul direcției de înclinare a muchiei.

Se poate scrie

$$\xi=x\alpha_\xi+y\beta_\xi+z\gamma_\xi;\quad \eta=x\alpha_\eta+y\beta_\eta+z\gamma_\eta;\quad \zeta=x\alpha_\zeta+y\beta_\zeta+z\gamma_\zeta, \tag{2.155}$$

unde α_p, β_p, γ_p sînt cosinusurile directoare ale axei $p=\xi$, η, ζ, în sistemul xyz. Acestea au expresiile următoare:

$$\begin{aligned}
&\alpha_\xi=\cos\psi; && \beta_\xi=\sin\psi; && \gamma_\xi=0\\
&\alpha_\eta=-\sin\psi\cos\delta; && \beta_\eta=\cos\psi\cos\delta; && \gamma_\eta=\sin\delta\\
&\alpha_\zeta=\sin\psi\sin\delta; && \beta_\zeta=-\cos\psi\sin\delta; && \gamma_\zeta=\cos\delta
\end{aligned} \tag{2.156}$$

S-a presupus că mediul dintre suprafața de observații și limita R (fig. 2.36) este omogen și izotrop. În acest caz, razele seismice sînt rectilinii, iar ecuațiile lor pot fi scrise sub forma:

— pentru raza undei incidente

$$\xi_i=C_1\zeta;\quad \eta_i=C_2\zeta; \tag{2.157}$$

— pentru raza undei difractate

$$\xi_d=\xi_G+C_3(\zeta-\zeta_G);\quad \eta_d=\eta_G+C_4(\zeta-\zeta_G), \tag{2.158}$$

unde: ξ_G, η_G, ζ_G sînt coordonatele unui punct G la care sosește unda difractată (fig. 2.36).

Scriind ecuațiile (2.157) și (2.158) pentru punctul difractator $D(\xi_D, \eta_D, \zeta_D)$, se obțin următoarele expresii pentru constantele C_1, C_2, C_3 și C_4:

$$C_1=\frac{\xi_D}{\zeta_D};\quad C_2=\frac{\eta_D}{\zeta_D};\quad C_3=\frac{\xi_G-\xi_D}{\zeta_G-\zeta_D};\quad C_4=\frac{\eta_G-\eta_D}{\zeta_G-\zeta_D}, \tag{2.159}$$

Necesitatea respectării principiului Fermat conduce la următoarea relație între unghiul de incidență și cel de difracție:

$$\frac{\sin i}{V_i}=\frac{\sin d}{V_d} \tag{2.160}$$

Această relație, asemănătoare cu cea din cazul reflexiei și refracției undelor, este valabilă pentru orice direcție a razei undei difractate în D, întrucît în punctul de difracție D se pot duce o infinitate de normale la muchia $\overline{AB}$.

Relația (2.160) poate fi scrisă sub forma:

$$\frac{C_2\zeta_D}{V_i\sqrt{(1+C_2^2)\zeta_D^2+\xi_D^2}}=-\frac{C_4(\zeta_G-\zeta_D)}{V_d\sqrt{(1+C_4^2)(\zeta_G-\zeta_D)^2+(\xi_G-\xi_D)^2}} \tag{2.161}$$

Substituind în (2.161) mărimile C_2 și C_4 cu expresiile lor (2.159), rezultă următoarea ecuație de gradul patru:

$$A\eta_D^4+B\eta_D^3+C\eta_D^2+D\eta_D+E=0, \tag{2.162}$$

în care

$$A=V_d^2-V_i^2;\quad B=2\eta_G(V_i-V_d);$$

$$C=V_d^2[(\zeta_G-\zeta_D)^2+(\xi_G-\xi_D)^2+\eta_G^2]-V_i^2[\eta_G^2+\xi_D^2+\zeta_D^2];$$

$$D=2\eta_G V_i^2(\xi_D^2+\zeta_D^2);\quad E=-V_i^2\eta_G^2(\xi_D^2+\zeta_D^2).$$

În vederea stabilirii ecuațiilor cîmpului de timpi și ale hodografilor undelor difractate de schimb, este necesară rezolvarea acestei ecuații de gradul patru. Pentru undele difractate monogene ($V_i=V_d=V$) se obține din (2.162), expresia

$$\eta_D=\eta_G\frac{-(\xi_D^2+\zeta_D^2)\pm\sqrt{(\xi_D^2+\zeta_D^2)[(\xi_G-\xi_D)^2+(\zeta_G-\zeta_D)^2]}}{\zeta_G(\zeta_G-2\zeta_D)+\xi_G(\xi_G-2\xi_D)} \tag{2.163}$$

Timpul necesar propagării undei monogene pe drumul $\overline{OD}+\overline{DG}$ este

$$t=\frac{1}{V}\left\{\int_0^{\zeta_D}\left[\left(\frac{d\xi_i}{d\zeta}\right)^2+\left(\frac{d\eta_i}{d\zeta}\right)^2+1\right]^{1/2}d\zeta+\int_{\zeta_D}^{\zeta_G}\left[\left(\frac{d\xi_d}{d\zeta}\right)^2+\left(\frac{d\eta_d}{d\zeta}\right)^2+1\right]^{1/2}d\zeta\right\}. \tag{2.164}$$

După rezolvarea integralelor din (2.164) și neglijînd indicii G, se obține următoarea expresie pentru timpul t:

$$t=\pm\left[\frac{\sqrt{R^2(\xi\overline{X}+\zeta\overline{Z})^2+\eta^2R^2(Y-R)^2}}{V(\xi\overline{X}+\zeta\overline{Z})}+\frac{\sqrt{Y^2(\xi\overline{X}+\zeta\overline{Z})^2+\eta^2Y^2(Y-R)^2}}{V(\xi\overline{X}+\zeta\overline{Z})}\right] \tag{2.165}$$

în care: $X=\xi-\Delta$; $\overline{X}=\xi-2\Delta$; $Z=\zeta-H$; $\overline{Z}=\zeta-2H$;

$Y=\sqrt{X^2+Z^2}$; $R=\sqrt{\Delta^2+H^2}$;

$\Delta=\xi_D$ este distanța de la punctul O la proiecția muchiei în planul orizontal;

$H=\zeta_D$ — adîncimea muchiei (pe normala la muchie) față de punctul aflat pe proiecția muchiei în planul xy, la distanța Δ de punctul de explozie.

Relația (2.165) este expresia funcției cîmpului de timpi $t(\xi, \eta, \zeta)$ pentru undele monogene difractate de la o muchie înclinată. Scrisă sub forma $A(\xi, \eta, \zeta, t)=0$, relația (2.165) reprezintă ecuația familiei suprafețelor izocrone ale undei difractate. Izocronele sînt reprezentate de suprafețele înfășurătoare ale sferelor elementare cu centrele în diferite puncte de pe muchia difractatoare sau cu centrele pe diferitele izocrone intermediare. Sferele elementare cu centrele în diferite puncte de pe muchia difractatoare nu au razele egale. Razele lor descresc cu creșterea distanței dintre punctul difractator și punctul de explozie.

Pentru orice punct $G(x, y, 0)$ din planul de observație xy, expresia timpului de parcurs (2.165) capătă forma:

$$t=\pm\frac{(Y+R)\sqrt{[\overline{X}(x\alpha_\xi+y\beta_\xi)+\overline{Z}(x\alpha_\zeta+y\beta_\zeta)]^2+(x\alpha_\eta+y\beta_\eta)^2(Y-R)^2}}{V[\overline{X}(x\alpha_\xi+y\beta_\xi)+\overline{Z}(x\alpha_\zeta+y\beta_\zeta)]} \tag{2.166}$$

unde:

$$X=x\alpha_\xi+y\beta_\xi-\Delta;\quad \overline{X}=X-\Delta;\quad Z=x\alpha_\zeta+y\beta_\zeta-H;$$

$$\overline{Z}=Z-H;\quad Y=\sqrt{X^2+Z^2}$$

Relația (2.166) reprezintă ecuația hodografului de suprafață al undei difractate.

Ecuația hodografului liniar longitudinal pe un profil de direcție arbitrară $y=0$ are forma:

$$t=\pm\frac{(Y+R)\sqrt{[\overline{X}x\alpha_\xi+\overline{Z}x\alpha_\zeta]^2+x^2\alpha_\eta^2(Y-R)^2}}{V[\overline{X}x\alpha_\xi+\overline{Z}x\alpha_\zeta]} \tag{2.167}$$

în care:

$$X=x\alpha_\xi-\Delta;\quad \overline{X}=x\alpha_\xi-2\Delta;\quad Z=x\alpha_\zeta-H;\quad \overline{Z}=x\alpha_\zeta-2H$$

Pentru $\psi=0$, se obține din (2.167) ecuația hodografului liniar longitudinal, pe un profil perpendicular pe proiecția muchiei în planul de observație. Această ecuație are forma

$$t=\frac{1}{V}\left[\sqrt{\Delta^2+H^2}+\sqrt{(x-\Delta)^2+H^2}\right] \tag{2.168}$$

În acest caz, problema difracției dată de o muchie se reduce la problema simplă a difracției date de un punct. Evident, ecuația (2.168) este valabilă atît pentru muchia înclinată, cît și pentru cea orizontală.

Ecuația (2.168) reprezintă, în coordonate t, x, o hiperbolă cu minimul în punctul de abscisă $x=\Delta$ (fig. 2.37).

Forma hiperbolică a acestui hodograf permite și impune o analiză comparativă cu hodograful hiperbolic al undelor reflectate ce pot fi înregistrate pe același profil. Calculînd derivatele dt/dx ale expresiilor

Scanned with OKEN Scanner

(2.106) și (2.168), se deduce următoarea expresie a raportului dintre pantele celor doi hodografi:

$$q=\frac{(x-\Delta)\sqrt{x^2+4h^2\pm 4xh\sin\varphi_x}}{(x\pm 2h\sin\varphi_x)\sqrt{(x-\Delta)^2+H^2}} \qquad (2.169)$$

Mărimea q poate lua valori între 0 și ∞ ($q=0$ pentru $x=\Delta$ și $q=\infty$ pentru $x=\pm 2h\sin\varphi_x$). Pentru cele mai multe valori ale lui x, raportul $q>1$. Prin urmare, curbura hodografului undei difractate este mai mare decît curbura hodografului undei reflectate. Această constatare reprezintă cel mai important criteriu cinematic de identificare a undelor difractate. Un alt criteriu cinematic de identificare a undelor difractate este reprezentat de faptul că viteza determinată folosind hodograful undei difractate ca hodograf al undei reflectate este mai mică cu circa 30% decît viteza reală.

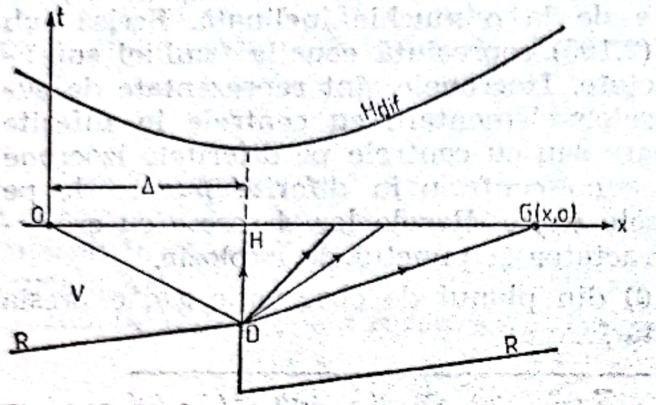


Fig. 2.37. Hodograful undei difractate pe un profil perpendicular pe muchia difractatoare.

Hodograful undei difractate are un punct comun cu hodograful undei reflectate. Acest lucru se demonstrează simplu, mai ales în cazul cînd $\delta=\varphi$. Într-adevăr, cînd $\delta=\varphi$, rezultă $\varphi_x=0$ și $h=H$, iar din ecuațiile (2.106) și (2.168) rezultă că acest punct comun are abscisa $x=2\Delta$. Deci, în jurul abscisei $x=2\Delta$, înregistrările celor două unde trebuie să prezinte o zonă de interferență. Pentru identificarea undelor difractate se mai pot folosi și alte criterii și procedee.

Relația care exprimă timpul de parcurs al undei reflectate-difractate sau refractate-difractate (sau al oricărei alte unde care sosește ca difractată în punctul de observație), înregistrate pe un profil perpendicular pe proiecția muchiei difractatoare în planul de observație, are forma:

$$t=t_r+\frac{1}{V}\sqrt{(x-\Delta)^2+H^2}, \qquad (2.170)$$

în care t_r este timpul în care unda reflectată sau refractată sau altă undă parcurge drumul de la sursă (punctul de explozie) pînă în punctul difractator.

Ecuația (2.170) reprezintă tot o hiperbolă cu minimul în punctul $x=\Delta$.

Pentru $\psi=\frac{\pi}{2}$, relația (2.167) capătă forma:

$$t=\frac{\sqrt{(x\sin\delta+2H)^2+\operatorname{ctg}^2\delta\left[\sqrt{(x\sin\delta+H)^2+\Delta^2}-\sqrt{\Delta^2+H^2}\right]^2}}{V(x\sin\delta+2H)\left[\sqrt{(x\sin\delta+H)^2+\Delta^2}+\sqrt{\Delta^2+H^2}\right]^{-1}}, \qquad (2.171)$$

care reprezintă ecuația hodografului liniar al undei difractate înregistrate pe un profil paralel cu proiecția muchiei în planul orizontal.

Dacă muchia difractatoare este orizontală ($\delta=0$), ecuația (2.171) se simplifică foarte mult, devenind

$$t=\frac{1}{V}\sqrt{x^2+4(\Delta^2+H^2)} \qquad (2.172)$$

Hodograful reprezentat de ecuația (2.172) este hiperbolic și coincide cu hodograful undei reflectate pe o limită orizontală care s-ar afla la adîncimea $H_1=\sqrt{\Delta^2+H^2}$.

Pentru $\Delta=0$, ecuația (2.171) capătă forma:

$$t=\frac{1}{v}\sqrt{x^2+4H^2\pm 4xH\sin\delta} \qquad (2.173)$$

Din această ecuație rezultă că hodograful undei difractate înregistrate pe profilul care coincide cu proiecția muchiei difractatoare în planul orizontal este același cu hodograful hiperbolic al undelor reflectate pe limita R, linia refractatoare fiind reprezentată chiar de muchia difractatoare.

Evident, expresia raportului q se schimbă foarte mult de la cazul $\psi=0$ la $\psi=\pi/2$. Variația formei hodografului și variația raportului q cu unghiul $\varepsilon=90-\psi$ dintre direcția muchiei și direcția profilului de observ limita R, linia reflectatoare fiind reprezentată chiar de muchia difractate înregistrate în cadrul metodei undelor reflectate.

*
* *

În finalul acestui capitol vrem să atragem atenția asupra faptului că prelucrarea automată și tot mai sofisticată a datelor prospecțiunii seismice nu elimină necesitatea cunoașterii de către seismicieni a teoriei cîmpului de timpi și hodografilor undelor, chiar dacă, în multe cazuri, nu mai este nevoie să construim hodografi. Pentru a înțelege și a stăpîni prelucrarea automată a datelor, pentru a alege metoda adecvată de prospecțiune seismică (sau pentru a adapta o metodă la specificul fiecărei probleme de rezolvat), pentru a se ști interpreta rezultatele prelucrării datelor seismice și pentru alte considerente, se impune, printre altele, necesitatea cunoașterii teoriei propagării undelor seismice, teorie din care fac parte și cele cîteva noțiuni prezentate mai sus privind cîmpul de timpi și hodografii acestor unde. Prezenta lucrare nu tratează probleme privind tehnica de teren, aparatura utilizată și prelucrarea datelor în prospecțiunea seismică, întrucît acestea nu se încadrează în tematica ei.

Scanned with OKEN Scanner

3.

REACTIVAREA UNOR FORȚE TECTONICE, DECORAREA ȘI SUBSIDENȚA CAUZATE DE EXPLOZII

În funcție de greutatea încărcăturii, de condițiile de împușcare și proprietățile mediului, exploziile pot avea diferite efecte asupra crustei terestre. Încercăm să prezentăm în cele ce urmează principalele caracteristici ale unora din aceste efecte și să arătăm care din ele pot avea aplicații practice în industria minieră și în construcții.

3.1. Reactivarea unor forțe tectonice. Seismicitate indusă

Datele de observație și cele teoretice au demonstrat că exploziile puternice produse într-un mediu pretensionat pot să reactiveze forțe tectonice, adică pot să declanșeze eliberări (relaxări) de stres tectonic. În capitolul 1 sînt prezentate și modele ale procesului de explozie în mediu pretensionat.

În termeni ai alunecării cu frecare, modelul de declanșare poate fi descris astfel. Într-un mediu în care stresul de forfecare este mai mic decît criteriul de frecare static, alunecarea este inițiată într-un punct de pe o falie, unde stresul de forfecare depășește criteriul cinetic de frecare. După această acțiune de declanșare (trigger), procesul este același ca la un cutremur natural. Stresul de forfecare cade la valoarea admisă de frecarea cinetică și concentrarea de stres care rezultă pe limita de rupere face ca ruperea să se propage către o zonă unde criteriul cinetic de frecare nu este mult timp depășit. Frecarea instabilă reprezintă mecanismul de acționare a ruperii. Mărimea ruperii este determinată de neuniformitățile stresului și de frecare, ca la un cutremur natural.

Se mai poate considera că alunecarea este acționată de unda de stres (unda de șoc) de la explozie sau că alunecarea este rezultatul reducerii stresului normal de pe suprafața de faliere datorită rarefierii de la suprafața liberă, cauzată de reflexia undei de stres pe această suprafață. Reducerea stresului normal pe suprafața de faliere poate să fie datorată, de asemenea, deplasării radiale și variației volumului sursei.

În paragraful 1.1.2 am prezentat ecuațiile cîmpului de deplasări al unei explozii care generează unde *P*, *SV* și *SH*, ecuații independente de ipotezele prezentate mai sus asupra mecanismului declanșării stresului tectonic (Enescu et al., 1973, a). După cum se poate observa din relațiile

Scanned with OKEN Scanner

(1.25) și (1.26), deplasările U_{SH} și U_{SV} se anulează dacă sînt îndeplinite următoarele condiții:

— pentru unda *SH*,

$$b_x(x\pm rQ_{x,S})(y\gamma_z-z\gamma_y)+b_y(y\pm rQ_{y,S})(z\gamma_x-x\gamma_z)+b_z(z\pm rQ_{z,S})(x\gamma_y-y\gamma_x)=0 \tag{3.1}$$

— pentru unda *SV*

$$\bar{z}[xb_x(x\pm rQ_{x,S})+yb_y(y\pm rQ_{y,S})+zb_z(z\pm rQ_{z,S})]-r^2[\gamma_x b_x(x\pm rQ_{x,S})+$$
$$+\gamma_y b_y(y\pm rQ_{y,S})+\gamma_z b_z(z\pm rQ_{z,S})]=0 \tag{3.2}$$

Amintim că:

$$\bar{x}=r\sin i_h\sin\alpha;\quad \bar{y}=r\sin i_h\cos\alpha;\quad \bar{z}=r\cos i_h, \tag{3.3}$$

unde α este azimutul și i_h unghiul de incidență în sursă.

Cu ajutorul relațiilor (3.1)—(3.3) au fost calculate (Enescu et al., 1973 a) liniile nodale $U_{SH}=0$ și $U_{SV}=0$ pentru două serii de valori ale parametrilor b_q și $Q_{q,S}$ ($q=x, y, z$). Aceste linii nodale sînt reprezentate în proiecție Wulf în figurile 3.1 și 3.2. După cum se observă, forma liniilor nodale $U_{SH}=0$ variază puțin cu schimbarea parametrilor b_q și $Q_{q,S}$; forma liniilor nodale $U_{SV}=0$ este interesantă și depinde mult de asimetria sursei.

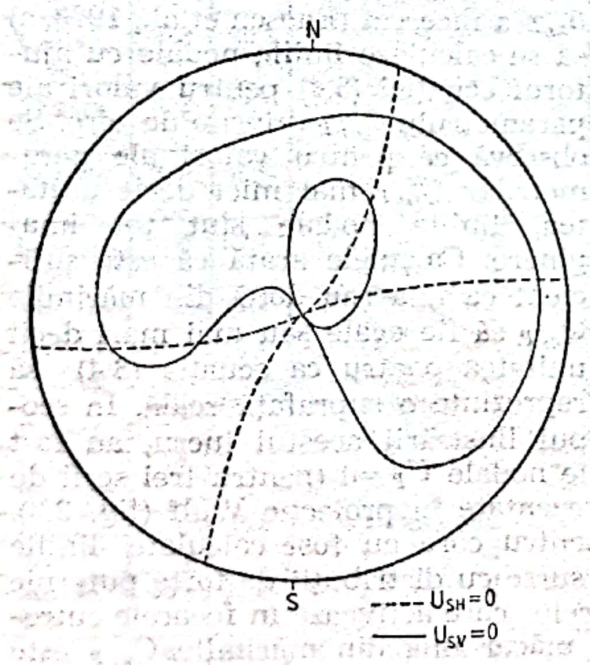


Fig. 3.1. Linii nodale $U_{SH}=0$ și $U_{SV}=0$ calculate pentru $b_x=9$; $b_y=3$; $b_z=2$; $Q_{x,S}=1/3$; $Q_{y,S}=2/3$; $Q_{z,S}=1/2$.

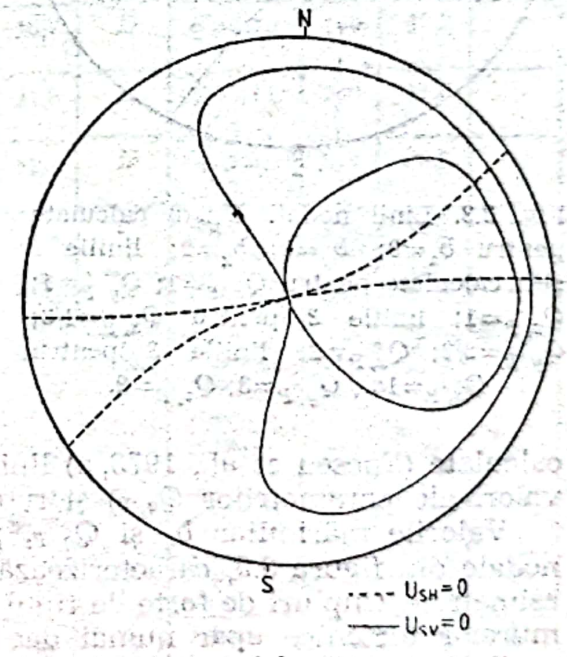


Fig. 3.2. Linii nodale $U_{SH}=0$ și $U_{SV}=0$ calculate pentru $b_x=3$; $b_y=9$; $b_z=2$; $Q_{x,S}=3$; $Q_{y,S}=1/3$; $Q_{z,S}=1/2$.

Deplasarea U_P se anulează (vezi relația 1.27) dacă este satisfăcută următoarea condiție:

$$b_x x[x\pm rQ_{x,P}]+b_y y[y\pm rQ_{y,P}]+b_z z[z\pm rQ_{z,P}]=0 \tag{3.4}$$

Dacă

$$Q_{x,P}=Q_{y,P}=Q_{z,P}=0,$$

rezultă

$$b_x x^2+b_y y^2+b_z z^2=0 \tag{3.5}$$

Scanned with OKEN Scanner

Cazul particular reprezentat de ecuația (3.5) nu este altceva decît suprafața nodală în unda P pentru sursa analizată de *Ingram* (1960). În legătură cu cutremurele, *Ingram* consideră că parametrii b_x, b_y, b_z pot avea semne diferite. De exemplu, cel mai simplu caz este cel pentru care $b_x=0$; $b_x=-b_y$ și care reprezintă una din sursele teoretice (dipolul dublu) echivalente focarelor de cutremure.

În cazul exploziilor subterane, cantitățile b_x, b_y, b_z trebuie să aibă același semn; mai precis, toate aceste mărimi trebuie să fie pozitive. Dacă $b_x>0$, $b_y>0$, $b_z>0$, ecuația (3.5) reprezintă un con imaginar, iar deplasarea U_P se anulează numai în origine. De aici rezultă că sursa analizată de *Ingram* (1960; 1963) și *Enescu* (1963) nu poate fi considerată un model teoretic al acelor explozii subterane pentru care prima mișcare în unda P este anaseismică în unele puncte (de observație) și cataseismică în altele.

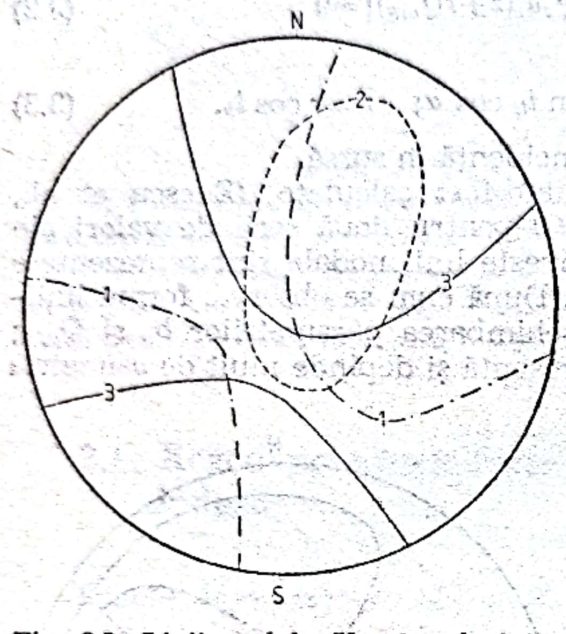


Fig. 3.3. Linii nodale $U_p=0$ calculate pentru $b_x=9$; $b_y=3$; $b_z=2$; liniile *1* sînt calculate pentru $Q_{x,P}=1$; $Q_{y,P}=1$; $Q_{z,P}=1$; liniile *2* pentru $Q_{x,P}=1/3$; $Q_{y,P}=2/3$; $Q_{z,P}=2$; liniile *3* pentru $Q_{x,P}=1/3$; $Q_{y,P}=3$; $Q_{z,P}=2$.

Menținînd condiția privind semnul pozitiv al parametrilor b_x, b_y și b_z, s-a încercat (Enescu et al., 1973, a) să se calculeze liniile nodale cu ajutorul ecuației (3.4) pentru valori ale parametrului $Q_{q,P}$ diferite de zero. Se observă că pentru valori ale parametrilor $Q_{q,P}$ mai mici decît unitatea, liniile nodale sînt tot imaginare. Calculele arată că este suficient ca una sau două din mărimile $Q_{q,P}$ să fie egale sau mai mari decît unitatea pentru ca ecuația (3.4) să reprezinte o suprafață reală. În scopul ilustrării acestui lucru, au fost calculate (Enescu et al., 1973, a) liniile nodale $U_P=0$ (pentru trei serii de valori ale parametrilor $Q_{q,P}$) și reprezentate în proiecție Wulf (fig. 3.3).

Valorile mărimilor b_q și $Q_{q,P}$, pentru care au fost calculate liniile nodale din figura 3.3, caracterizează surse cu distribuții de forțe puternic asimetrice. Cupluri de forțe de tipul celor care activează în focarele cutremurelor tectonice apar numai dacă măcar una din mărimile $Q_{q,P}$ este egală sau mai mare decît unitatea. Aceste asimetrii și, implicit, prezența unor asemenea cupluri sînt practic posibile dacă se admite că forțele responsabile de generarea undelor seismice, în cazul exploziilor subterane, sînt, pe de o parte, forțe explozive și, pe de alta, forțe tectonice (reactivate de forțele explozive). Ne referim la acele forțe tectonice reactivate în zona exploziei, care se adaugă forțelor explozive. Prin urmare, distribuția forțelor prezentată în figura 1.4 trebuie să fie rezultatul suprapunerii celor două tipuri de forțe (explozive și tectonice). Din punctul de vedere al ponderii acestor forțe, se pot distinge trei categorii mai importante.

1. Forțele explozive nu reactivează forțe tectonice, sau, dacă da, forțele tectonice reactivate sînt atît de slabe încît ele pot fi neglijate. Intru-

Scanned with OKEN Scanner

Datele în unda *P* din figurile 3.4—3.8

Explozia din Nevada 13 septembrie 1963				Explozia din Sahara 20 octombrie 1963				Explozii din Kazahstan				
Stația	$\alpha°$	i_h°	*C/D**	Stația	$\alpha°$	i_h°	*C/D**	Stația	$\alpha°$	i_h°	20 febr. 1967 *C/D**	26 apr. 1967 *C/D**
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Priest	257	82,5	*C*	Witte-veen	32	22,8	*D*	Mangla	200	61,7		*C*
Dugway	39	82,3	*C*	Almeria	335	66,2	*D*	Bhakra	157	56,0		*D*
Price	58	81,1	*C*	Ali-cante	343	64,8	*D*	Dehra-Dun	180	53,5	*C*	*D*
Berke-ley S	281	80,8	*C*	Malaga	331	64,8	*D*	Quetta	208	45,3		*D*
Berke-ley H	281	80,8	*D*	Lisa-bona	324	56,5	*D*	Teheran	244	42,2	*C*	*C*
Calis-toga	288	80,3	*C*	Atena	43	46,7	*D*	Chatra	160	42,2		*C*
Shasta	308	79,3	*C*	Stras-bourg	5	41,8	*D*	Tabriz	230	41,0		*D*
Seattle	338	69,8	*C*	Tubin-gen	7	41,7	*D*	Kajaani	317	38,5	*C*	
Edmon-ton	9	62,7	*C*	Stutt-gart	7	41,5	*C*	Sodan-kyla	324	38,1		*C*
Yellow-knife	2	41,2	*C*	Heidel-berg	6	41,2	*C*	Kevo	328	38,0	*C*	
Brebeuf	62	37,3	*D*	Dourbes	359	40,7	*C*	Poona	188	37,8	*C*	
La Palma	135	37,2	*C*	Bens-berg	3	40,2	*C*	Nurmi-jarvi	310	37,8	*C*	
Schef-ferville	46	35,7	*C*	Lwov	25	38,5	*D*	Kiruna	324	37,2	*C*	*C*
Reso-lute	9	35,3	*C*	Durham	353	38,0	*C*	Umea	317	36,7	*C*	*C*
Mould Bay	359	35,3	*C*	Lwiro	135	36,5	*D*	Upp-sala	310	36,5	*C*	
Hali-fax	62	35,2	*C*	Kongs-berg	4	36,3	*D*	Istan-bul	275	36,5	*C*	
Balboa Hts.	121	34,3	*C*	Pul-kovo	20	36,1	*D*	Pruho-nice	296	35,1	*C*	
Alert	8	32,7	*C*	Nurmi-jarvi	15	35,4	*D*	Atena	237	35,1	*C*	
Kiruna	16	25,1	*C*	Ban-deira	167	35,2	*D*	Kas-perske H	295	35,0		*C*
Skals-tugan	22	24,7	*C*	Skals-tugan	5	35,2	*C*	Viena	292	35,2	*C*	
Sodan-kyla	14	24,5	*C*	Shiraz	72	34,5	*C*	Moxa	298	34,8		*C*
Dur-ham	34	24,3	*C*	Broken Hill	147	33,9	*C*	Liub-liana	290	34,7	*C*	

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 3.1 (continuare)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Umea	19	24,0	C	Kiruna	8	33,9	C	Station Nord	347	34,7	C	C
Kongs-berg	26	24,0	C	Trom-soe	7	32,5	C	Erlan-gen	298	34,3		D
Kajaani	16	23,5	C	Apa-tity	20	33,3	C	Triest	254	34,3	C	C
Kew	36	23,5	C	Chileka	141	32,5	D	Bens-berg	300	34,2	C	
Göte-borg	26	23,3	C	Bula-wayo	150	32,4	C	Waka-ura	117	34,1	C	
Upp-sala	22	23,2	C	Tana-narive	132	28,7	D	Alert	353	33,4	C	
Nurmi-jarvi	19	22,8	C	Alert	352	27,3	C	Durham	308	33,3	D	
Karls-krona	25	22,5	C	New Delhi	69	27,1	C	Rose-lend	294	33,2		C
Lisa-bona	50	22,3	D	Londra	309	24,7	C	Kap Tobin	333	33,2	C	
Bens-berg	33	22,2	C	Tiksi	16	22,8	C	Toledo	245	33,0		C
Matu-siro	308	22,2	C	Shil-long	68	22,8	C	Barrow	30	31,2	C	
Garchy	37	22,0	C	Chitta-gong	71	22,6	C	Mould Bay	5	30,8	C	C
Heidel-berg	33	21,7	C	Tulsa	309	20,5	C	Reso-lute Bay	358	30,2	C	
Stutt-gart	33	21,3	C	Edmon-ton	328	20,0	C	God-havn	310	30,0	C	D
Malaga	49	20,9	D	Eureka	320	18,5	C	Ifrane	289	28,2	C	C
Kas-perske H	31	20,9	C					Frobi-sher	344	27,2	C	C

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 3.1 (continuare)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Krakow	27	20,3	*C*					Lwiro	235	26,2	*C*	*D*
Viena	30	20,3	*C*					Edmon-ton	7	23,0	*C*	
Nied-zica	27	20,2	*D*					Hungry Horse	8	21,3	*C*	
Bula-wayo	71	14,0	*C*					Bula-wayo	226	21,2	*C*	
Gra-hams-town	94	12,0	*C*					Long-mire	14	21,1	*C*	*C*
Mawson	179	12,0	*C*					Boze-man	6	20,5	*C*	
								Munda-ring	148	20,0	*C*	*D*
								Preto-ria	210	19,8	*D*	
								Port Mores-by	128	19,6	*C*	*D*
								Oro-ville	15	19,3	*C*	
								Berke-ley	16	19,2	*C*	
								James-town	15	19,1	*C*	*C*
								Mount Hamil-ton	16	19,0	*C*	
								San Luis Dam	20	18,9	*C*	*C*
								Char-ters Towers	120	18,9		*C*
								Priest	15	18,8	*C*	*C*
								Pelde-hue	230	13,0	*C*	

* *C* — compresie; *D* — dilatare.

Scanned with OKEN Scanner

cît, în acest caz, generarea de unde seismice este cauzată numai de forțe explozive, modelul teoretic al sursei este cel prezentat în figura 1.4, în care trebuie să se considere că mărimile $Q_{q,P}$ și $Q_{q,S}$ sînt foarte mici sau chiar nule. În acest caz, ecuația (3.4) nu reprezintă o suprafață reală.

Pot fi incluse în această categorie și cazurile în care forțele explozive reactivează forțe tectonice iar acestea din urmă acționează numai după explozie producînd postșocuri, rolul de șoc principal (sau de preșoc) avîndu-l chiar explozia respectivă iar postșocurile fiind cutremure de tip tectonic.

2. O altă categorie este aceea în care forțele explozive și forțele tectonice reactivate sînt suprapuse și au ponderi comparabile. Cum s-a arătat mai sus, această însumare poate să conducă la o distribuție de forțe puternic asimetrică. Mărimile $Q_{q,P}$ (și $Q_{q,S}$) pot deveni atît de mari încît ecuația (3.4) să reprezinte o suprafață reală (fig. 3.3).

3. Forțele tectonice reactivate pot avea o pondere mai mare decît forțele explozive. Din punctul de vedere al mecanismului de generare a undelor seismice, explozia poate fi ușor confundată cu un cutremur tectonic. Dacă există cazuri în care ponderea forțelor explozive poate fi considerată foarte mică în comparație cu forțele tectonice reactivate, atunci modelul teoretic echivalent sursei seismice reale poate fi, de asemenea, obținut din modelul prezentat în figura 1.4, pentru care $b_z=0$;

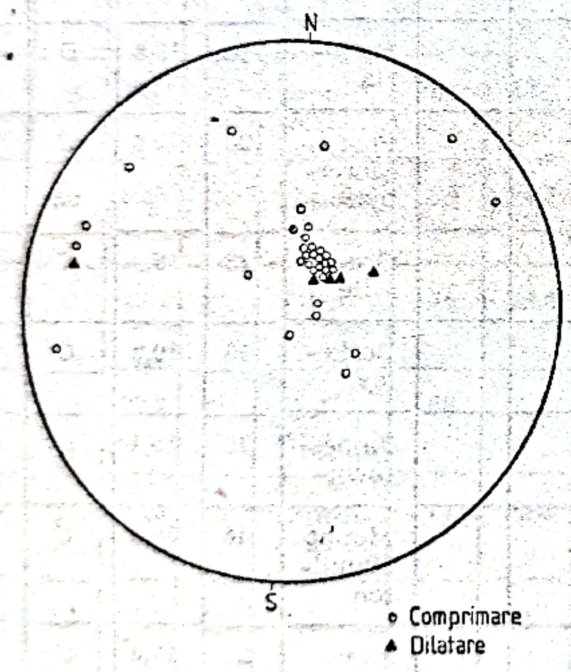


Fig. 3.4. Date privind explozia detonată la 13 septembrie 1963, ora $17^h00^m00^s$ GMT, în Nevada.

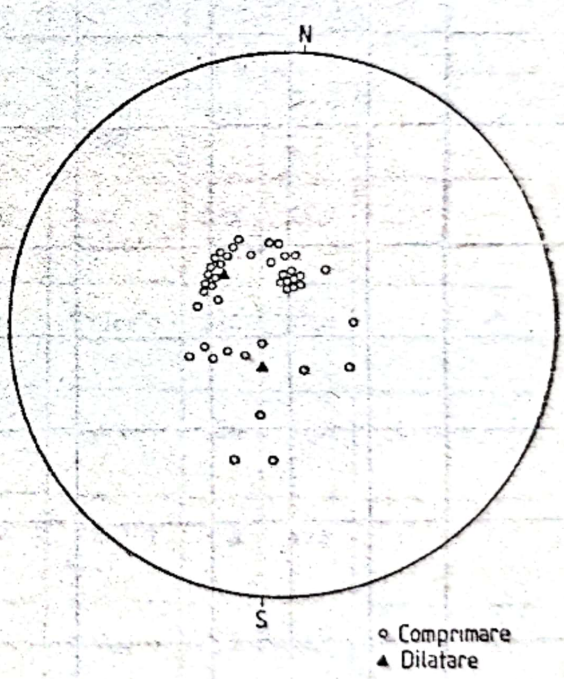


Fig. 3.5. Date privind explozia detonată la 26 februarie 1967, ora $03^h57^m58^s$ GMT, în Kazahstan.

$b_x=-b_y$ și $Q_{q,P}=Q_{q,S}=0$. În asemenea cazuri, suprafața nodală exprimată de ecuația (3.4) degenerează în două plane reciproc perpendiculare. Aceasta este, de fapt, sursa teoretică echivalentă focarelor de cutremure tectonice.

Ca și exploziile din prima categorie, cele din a doua și a treia categorie pot reactiva și forțe tectonice responsabile de generarea de postșocuri al căror mecanism este identic cu acela al cutremurelor tectonice obiș-

Scanned with OKEN Scanner

nuite, întrucît ele însele sînt, de fapt, cutremure tectonice. Asemenea cutremure exprimă seismicitatea indusă de explozii subterane.

Sînt cunoscute cazuri de explozii subterane puternice care au reactivat forțe tectonice în zona epicentrală, în vecinătatea ei sau chiar în arii relativ depărtate de ea.

Studiile de mecanism de producere a unor explozii subterane puternice (Enescu et al, 1973, a) vin să confirme cele prezentate mai sus. Pe baza datelor de observație privind polaritatea primei mișcări în unda *P* (tabelul 3.1), sînt prezentate în figurile 3.4—3.8 soluțiile de mecanism pentru patru explozii subterane puternice (după Enescu et al., 1973, a).

După cum se observă din figura 3.4, explozia subterană din 13 septembrie 1963, produsă în Nevada, aparține primei categorii, în care generarea undelor seismice este cauzată numai (sau aproape numai) de forțele explozive. Această explozie a fost însă urmată de o serie de evenimente seismice produse pe o falie dinainte existentă.

Explozia subterană care a avut loc la 26 februarie 1967, în Kazahstan (în regiunea Semipalatinsk) aparține de asemenea primei categorii (fig. 3.5). Nu avem date care să arate dacă această explozie a fost urmată de evenimente seismice cauzate de mișcări tectonice activate de forțele explozive.

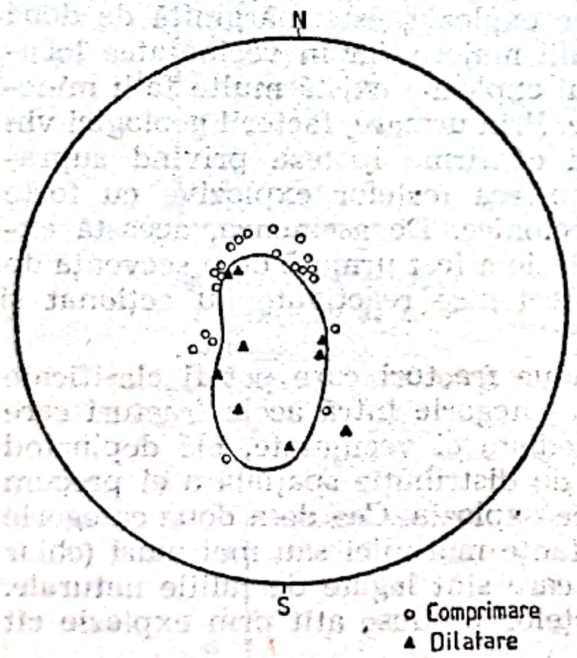


Fig. 3.6. Soluție de mecanism pentru explozia detonată la 20 aprilie 1967, ora $04^h07^m59^s$ GMT, în Kazahstan.

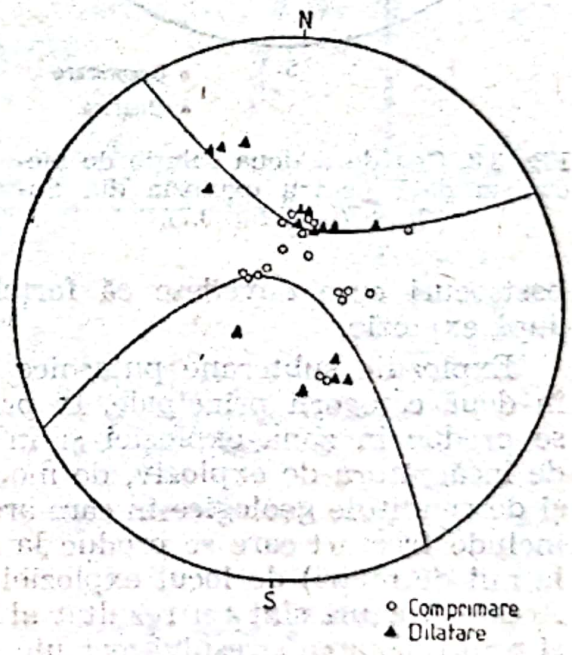


Fig. 3.7. Prima soluție de mecanism dată pentru explozia detonată la 20 octombrie 1963, ora $12^h59^m59^s$ GMT, în Sahara.

Soluția de mecanism a unei alte explozii subterane produse în Kazahstan, la 20 aprilie 1967, este prezentată în figura 3.6, iar în figura 3.7 se află soluția de mecanism pentru explozia care a avut loc la 20 octombrie 1963 în Sahara. Comparînd forma liniilor nodale din figurile 3.6 și 3.7 cu aceea a liniilor nodale teoretice din figura 3.3, se deduce că aceste două explozii subterane pot fi incluse în categoria în care forțele responsabile de generarea undelor seismice au fost rezultatul suprapunerii

Scanned with OKEN Scanner

forțelor explozive cu forțe tectonice (a doua din cele trei categorii prezentate mai sus).

Este foarte probabil ca explozia produsă în Sahara la 20 octombrie 1963 să aparțină chiar categoriei de explozii în care forțele tectonice reactivate au avut o pondere mai mare decît cele explozive (cea de a treia categorie), întrucît „compresiile" și „dilatările" observate pot fi separate și cu ajutorul a două plane reciproc perpendiculare (fig. 3.8).

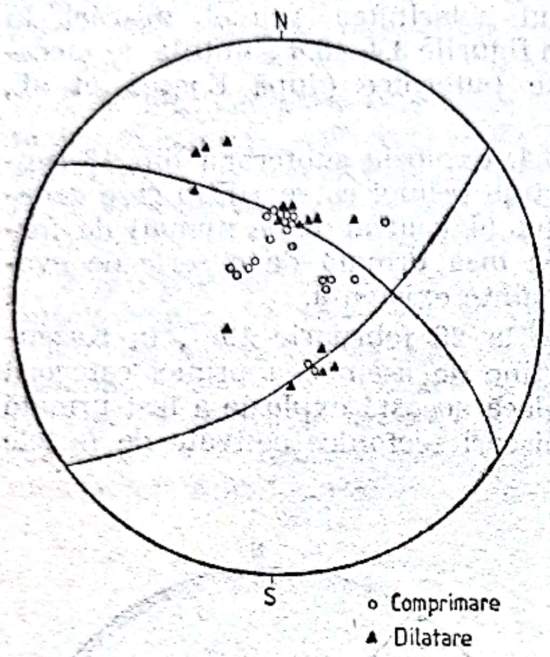


Fig. 3.8. Cea de a doua soluție de mecanism dată pentru explozia din Sahara (vezi fig. 3.7).

În afară de cele patru explozii ale căror soluții de mecanism sînt prezentate mai sus, mai menționăm explozia subterană din 15 februarie 1962 (produsă într-o intruziune de granit din Nevada), al cărei mecanism studiat cu ajutorul undelor superficiale, este o foarte elocventă dovadă a suprapunerii forțelor tectonice cu cele explozive. Mecanismul acestei erplozii s-a dovedit a fi asemănător cu acela al unui cutremur tectonic (Brune și Pomeroy, 1963). Intruziunea de granit, în care a avut loc explozia, este mărginită de două falii majore, iar în vecinătatea locului exploziei există multe falii minore. Prin urmare, factorii geologici vin să confirme ipoteza privind suprapunerea forțelor explozive cu forțe tectonice. De asemenea, această explozie a fost urmată de o secvență de postșocuri care dovedesc că forțele tectonice reactivate au acționat și după explozie.

Exploziile subterane puternice produc fracturi care pot fi clasificate în două categorii principale. În prima categorie intră acele fracturi care se produc în zona exploziei și în imediata ei vecinătate, ele depinzînd de încărcătura de exploziv, de modul de distribuție spațială a ei precum și de condițiile geologice în care are loc explozia. Cea de a doua categorie include fracturi care se produc la distanțe mai mici sau mai mari (chiar la mii de metri) de locul exploziei și care sînt legate de faliile naturale. Aceste fracturi sînt un rezultat al forțelor produse atît prin explozie cît și prin relaxarea stresului tectonic.

În figura 3.9 este prezentat (după Hamilton și Healy, 1969) un exemplu din numeroasele cazuri în care explozii subterane puternice au produs fracturări în zone de falii preexistente și, implicit, au declanșat cutremure tectonice. Studiile făcute au arătat că există o corelație clară între lungimea fracturării de-a lungul faliilor și încărcătura de exploziv sau între lungimea fracturii și magnitudinea exploziei (fig. 3.10). Datele din această figură arată, prin extrapolare, că în cazul exploziilor industriale puternice controlate, care pot atinge magnitudini $M=3—4$, lungimea fracturărilor de-a lungul faliilor poate ajunge la valori chiar de ordinul sutelor de metri. Se mai observă (fig. 3.10) că relația dintre lungimea fracturării și magnitudine, în cazul exploziilor, nu este în discor-

Scanned with OKEN Scanner

danță cu această relație în cazul cutremurelor superficiale (McKeown și Dickey, 1969).

Se știe că crusta terestră este într-o continuă reajustare elastică și neelastică pentru a se acomoda la mișcările interne responsabile de evoluția planetei. Reajustările asociate cu cutremure mari sau explozii puternice subterane pot fi măsurate direct cu ajutorul extensometrelor, clino-

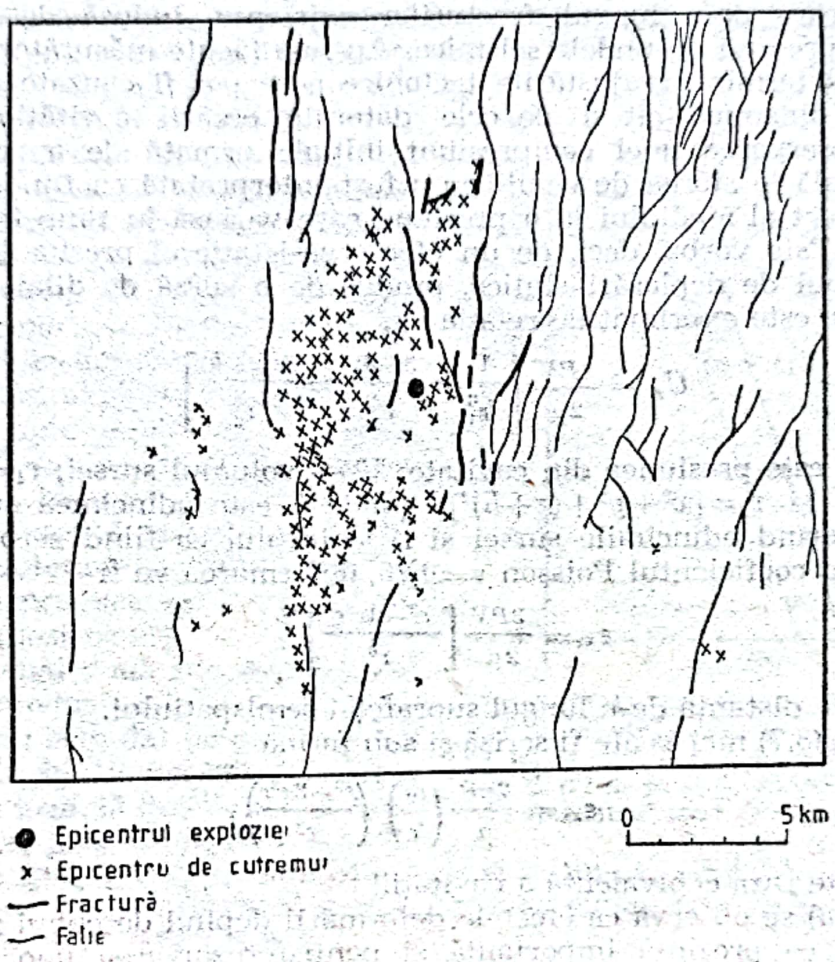


Fig. 3.9. Epicentre de cutremure și fracturi cauzate de explozia din Nevada de la 19 decembrie 1968.

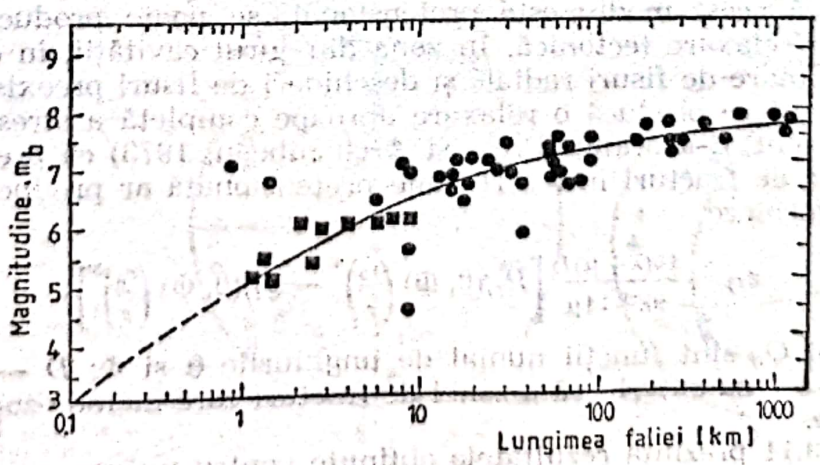


Fig. 3.10. Lungimea fracturii (faliei) funcție de magnitudinea cutremurelor (cerculețe pline) sau exploziilor (pătrate pline).

Scanned with OKEN Scanner

metrelor etc. Studiile detaliate făcute în multe cazuri de reajustări de deformare asociate cu cutremure, pentru care mecanismele focale au fost bine cunoscute, au arătat că perturbațiile locale în cîmpul de deformări din apropierea aparatului de înregistrare joacă un rol important în determinarea schimbării aparente de deformări care însoțește aceste cutremure. Astfel de efecte locale ar părea mai probabil să fie cauzate de o mică mișcare de-a lungul fracturilor existente, indusă de solicitarea dinamică produsă de undele seismice. Au fost făcute măsurători atît pentru a se determina reajustările tectonice care pot fi cauzate de această solicitare dinamică cît și pe cele datorate creării cavităților de explozie. Observarea unei compresiuni inițiale urmată de o reîntoarcere exponențială la starea de echilibru a fost interpretată ca fiind răspunsul elastic direct al mediului la o presiune care variază în timp în cavitatea exploziei. Este vorba, deci, de un efect cvasistatic al presiunii din cavitate. Cîmpul de deplasări statice, produs de o sursă de dilatare într-un semispațiu, este exprimat de relația

$$U_x = \frac{xPV}{2\mu}\left[\frac{1}{r_1^3} + \frac{3-4\nu}{r_2^3} - \frac{6z(z+h)}{r_2^5}\right], \tag{3.6}$$

în care: P este presiunea din cavitate; V — volumul sursei; $r_1=[x^2+y^2+(z-h)^2]^{1/2}$ și $r_2=[x^2+y^2+(z+h)^2]^{1/2}$ (unde h este adîncimea sursei).

Considerînd adîncimile sursei și receptorului ca fiind zero ($h=z=0$) și admițînd coeficientul Poisson $\nu=0{,}25$, deformarea va fi

$$\varepsilon_{xx} = \frac{3PV}{2\mu}\left[\frac{r^3-3x^2r}{r^6}\right] \tag{3.7}$$

unde x este distanța de-a lungul suprafeței semispațiului.

Relația (3.7) mai poate fi scrisă și sub forma

$$\varepsilon_{xx} = \frac{2\pi P}{\mu}\left(\frac{r_0}{r}\right)^3\left(\frac{r^3-3x^2r}{r^3}\right), \tag{3.8}$$

unde r_0 este raza echivalentă a cavității.

Din (3.8) se observă că efectele deformării depind de cubul razei cavității, ceea ce prezintă importanță și pentru rezolvarea unor probleme practice legate de exploziile industriale controlate.

Relația (3.7) sau (3.8) exprimă deformarea produsă de explozie în mediu. Dacă acest mediu este pretensionat, se poate produce, datorită exploziei, o relaxare tectonică. În zona din jurul cavității, în care există o densitate mare de fisuri radiale și deschideri de fisuri preexistente, este de așteptat să se producă o relaxare aproape completă a stresului tectonic preexistent. S-a arătat (Press și Archambeau, 1973) că prezența unei zone sferice de fracturi într-o regiune pretensionată ar produce o schimbare de deformare

$$\varepsilon_{ij} = \frac{15(\lambda+\mu)D}{9\lambda+14\mu}\left[P_{ij}(\theta,\Phi)\left(\frac{r_0}{r}\right)^5 - Q_{ij}(\theta,\Phi)\left(\frac{r_0}{r}\right)^3\right], \tag{3.9}$$

unde: P_{ij} și Q_{ij} sînt funcții numai de unghiurile θ și Φ; D — predeformarea; r_0 — raza exterioară a zonei de fracturi care include zona de fracturi radiale.

Figura 3.11 prezintă rezultatele obținute pentru un caz concret (Smith et al., 1969) și ea conține reprezentarea grafică, în funcție de distanța r față de locul exploziei, a deformării elastice cvasistatice produsă de o cavi-

Scanned with OKEN Scanner

tate sferică (relația (3.7)) și a eliberării de deformări tectonice de tipul celei exprimate de relația (3.9).

Se consideră că deformările de ordinul 10^{-7} și mai mici, induse într-o regiune prin producerea de explozii, au un efect mic sau nu au nici un efect asupra seismicității acelei regiuni, întrucît crusta Pămîntului este supusă continuu la astfel de deformări datorită mareelor terestre. Ca limită inferioară a deformării (indusă de producerea unei explozii) necesare pentru a activa o falie, se poate admite 10^{-6} (Smith et al., 1969).

Este important să precizăm că cele arătate mai sus se aplică numai în cazul efectelor cvasistatice ale cavității. Solicitarea dinamică produsă de undele seismice poate fi, de fapt, cel mai important factor (legat de explozii) în declanșarea cutremurelor. În acest sens, explozia subterană puternică trebuie privită ca un presoc (foreshock) sau ca una din cauzele seismicității induse.

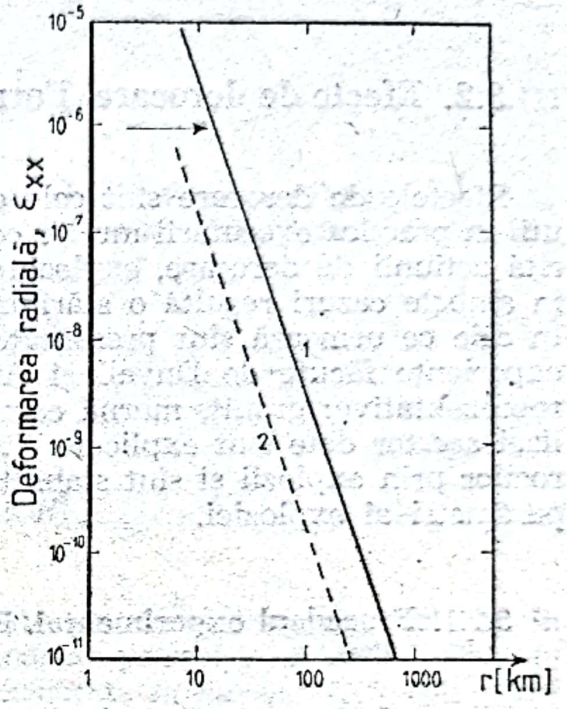


Fig. 3.11. Deformarea elastică cvasistatică produsă de o cavitate sferică (*1*) și eliberarea de deformare tectonică (*2*) în funcție de distanța r față de epicentrul unei explozii puternice.

Așa se explică faptul că multe explozii subterane puternice au fost urmate de producerea de cutremure tectonice (postșocuri); în unele cazuri, în numai două zile după explozie, s-au produs zeci de postșocuri. Un exemplu este dat de explozia din Nevada, de la 19 decembrie 1968, care a fost urmată de 82 de cutremure tectonice, produse în numai 23 de ore după explozie (v. fig. 3.9). Studiul mecanismului de producere a acestor postșocuri (fig. 3.12 *a* și *b*) a arătat clar că ele au fost cutremure tectonice (Hamilton și Healy, 1969).

Deși efectele descrise mai sus se referă în special la explozii subterane puternice, prezentarea lor a fost necesară, întrucît ele au un corespondent

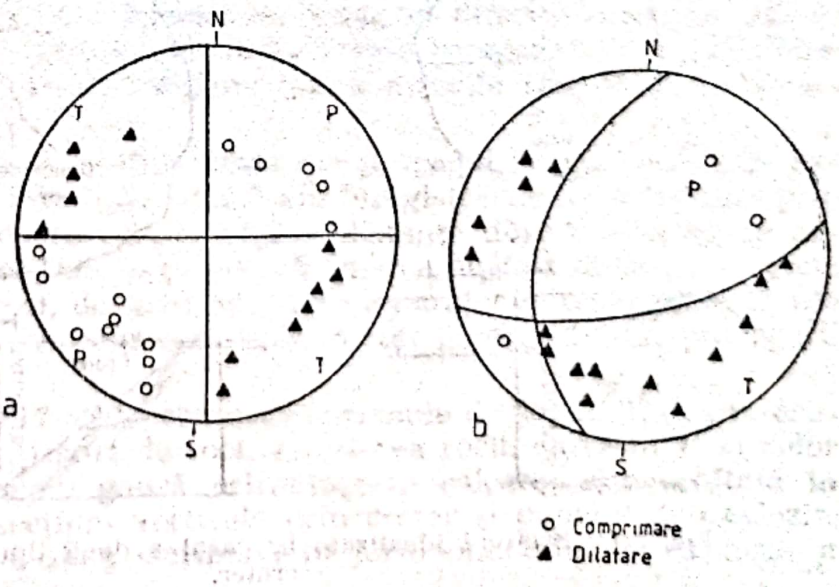


Fig. 3.12. Soluții de mecanism focal pentru cutremure declanșate de o explozie puternică:
P — axa stresului de compresiune; *T* — axa stresului de tensiune (de întindere).

foarte important în practica exploatării miniere și anume efectul reprezentat de activarea de către exploziile miniere a unor falii și fisuri din zăcămînt sau din coperișul și culcușul acestuia, activare ce trebuie prevenită pentru a nu compromite procesul de exploatare și, mai ales, pentru a evita accidentele (vezi capitolul 7).

3.2. Efecte de derocare. Formarea de cratere

Efectele de derocare sînt cele care fac că procesul de explozie să fie util în practica executării multor construcții și în industria minieră. Datorită acțiunii de derocare, explozia poate să formeze sau nu cratere, însă în ambele cazuri rezultă o sfărîmare sau, cel puțin, o fisurare a rocilor. În cele ce urmează sînt prezentate cîteva rezultate foarte utile ale unor experiențe făcute de Duvall și Atchison (1967) în patru tipuri de roci reprezentative: granit, marnă compactă, gresie și calcar. Cu ocazia analizei acestor date sînt explicate cîteva procese fizice implicate în ruperea rocilor prin explozii și sînt stabilite relații între parametri ai derocării și parametri ai exploziei.

3.2.1. Procedeul experimental. Rezultate ale experiențelor

Figura 3.13 prezintă secțiuni idealizate ale găurii de explozie, încărcăturii și craterului care rezultă în cazul a două tipuri de experimente (teste) de crater. Pentru fiecare test, încărcătura de exploziv a fost introdusă în gaura de explozie și amorsată cu o capsă electrică; gaura a fost burată cu nisip pînă la suprafață. După detonarea încărcăturii, craterul format de explozie a fost curățat de roca sfărîmată și apoi au fost determinate mărimea și forma craterului. S-a cartat conturul craterului la supra-

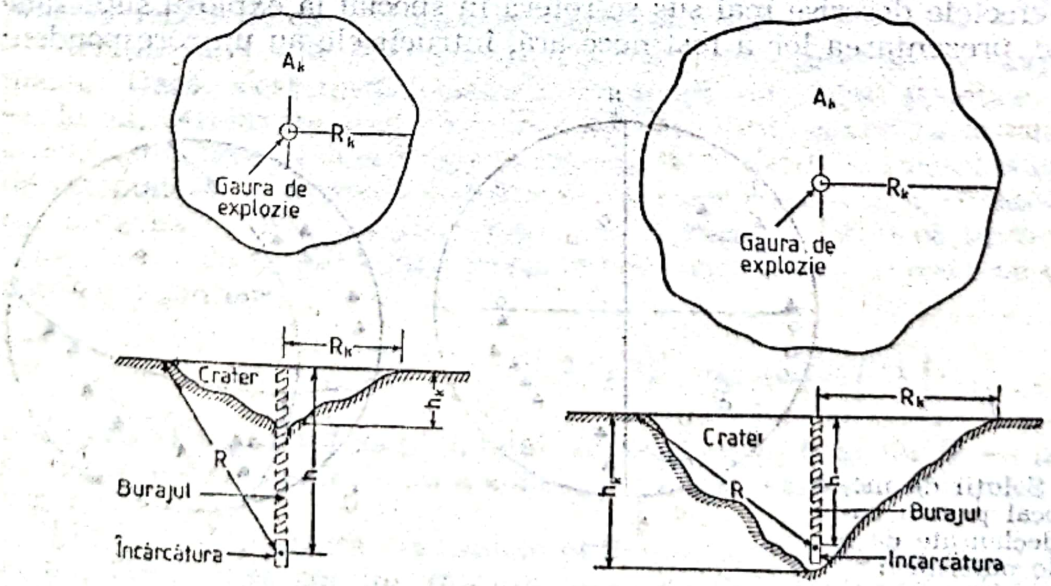


Fig. 3.13. Secțiuni idealizate în cazul a două tipuri de teste de crater.

față și s-a măsurat aria A_k a suprafeței craterului. Raza R_k a craterului a fost calculată din aria craterului considerat circular, adică

$$R_k=\sqrt{A_k/\pi}. \tag{3.10}$$

Au fost cartate două secțiuni verticale ale craterului și s-a calculat volumul V_k al acestuia prin rotația fiecărui cuadrant al secțiunii cu 90°, adică:

$$V_k=\frac{\pi}{2}(r_1A_1+r_2A_2+r_3A_3+r_4A_4) \tag{3.11}$$

unde:

A_1, A_2, A_3 și A_4 sînt ariile fiecărui cuadrant al secțiunilor;
r_1, r_2, r_3 și r_4 — razele pînă la centrele lor de greutate.

Unghiul craterului a fost calculat cu ajutorul relației

$$\text{tg}\ \alpha/2=R_k/h_k, \tag{3.12}$$

în care h_k este adîncimea craterului
iar raza rupturii a fost calculată cu relația

$$R=\sqrt{h^2+R_k^2}, \tag{3.13}$$

în care h este adîncimea încărcăturii.

Toate testele de crater au fost făcute pe aflorimente de roci sau în arii unde solul acoperitor a fost îndepărtat pentru a dezveli suprafața rocii vii. Patru din testele de crater executate în calcar au folosit găuri orizontale săpate dintr-o față verticală. Lungimea găurii a fost mult mai mare decît adîncimea acesteia sub suprafața orizontală. Ca explozivi s-au folosit semigelatine de tip A și B, gelatine de tip A și B și dinamită (vezi Duvall și Atchison, 1967).

Testele de crater au fost suplimentate cu diferite teste de instrumentație. S-au folosit aparate (extensometre) de măsură a deformării radiale, care au fost fixate în rocă la adîncimea încărcăturii și la diferite distanțe față de punctul de explozie (de centrul încărcăturii). Semnalul de la ieșirea acestor extensometre a fost înregistrat de un sistem cu mai multe canale încorporat într-un laborator mobil. Astfel, s-a realizat înregistrarea deformării radiale ca o funcție de timp, la diferite distanțe față de explozie. Amintim că deformarea radială este reprezentată de schimbarea lungimii per unitate de lungime într-o direcție radială de la încărcătură.

Viteza cu care pulsul de deformare s-a propagat de la punctul de explozie spre exterior a fost determinată din înregistrările de deformare prin măsurarea timpului de sosire la diferite distanțe dintre punctul de explozie și extensometre. Date privind deformarea au fost obținute în toate cele patru tipuri de roci, de la cîteva teste de crater și de la teste făcute cu ajutorul unui sistem liniar special proiectat pentru studiul propagării undelor de deformare.

În figurile 3.14—3.17 sînt prezentate exemple de secțiuni ale craterului pentru toate patru tipuri de roci. Avarierea rocii, ca rezultat al celor patru teste de crater cu gaură orizontală în calcare, este schițată în figura 3.18, *a*—*d* în secțiuni verticale prin crater și punctul de explozie. Această figură arată o zonă sfărîmată în jurul punctului de explozie și

Scanned with OKEN Scanner

o zonă de crater la suprafața orizontală. Alte fisuri sînt prezentate prin linii întrerupte (fig. 3.18).

Figura 3.19 prezintă schițe mărite de înregistrări tipice de deformare pe care sînt trecute mărimile care au fost măsurate pe înregistrările făcute. Linia de zero este ABC. Punctul A este începutul trasei, punctul B este timpul de detonare, iar C reprezintă începutul pulsului de deformare. Astfel, $BC=t_0$ este timpul necesar pentru ca pulsul de deformare să se propage de la punctul de explozie la extensometru. Maximul defor-

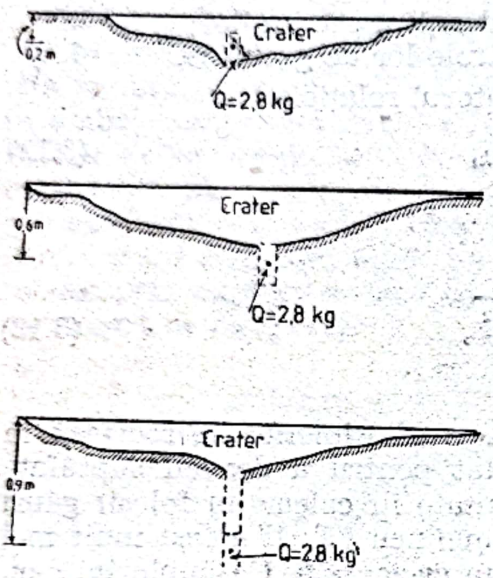


Fig. 3.14. Secțiuni verticale prin crater pentru granit; gaură verticală.

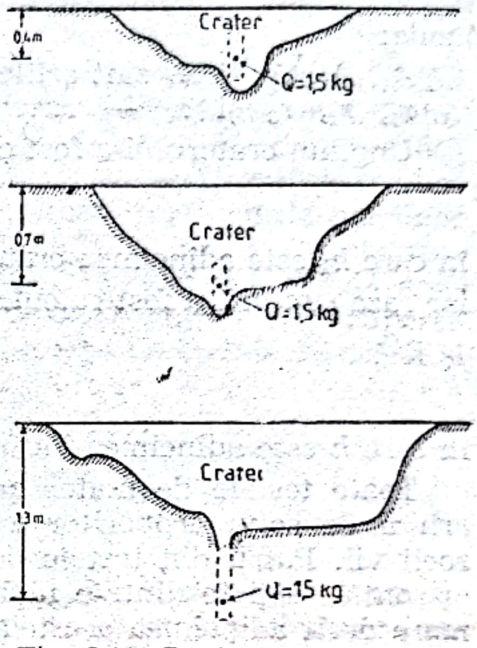


Fig. 3.15. Secțiuni verticale prin crater pentru marnă; gaură verticală.

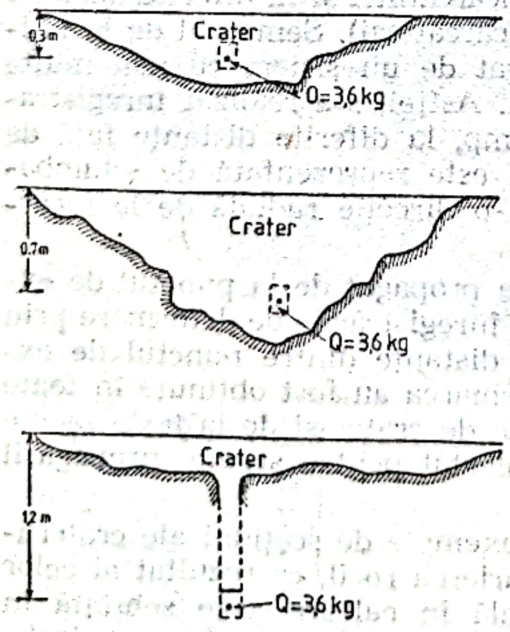


Fig. 3.16. Secțiuni verticale prin crater pentru gresie; gaură verticală.

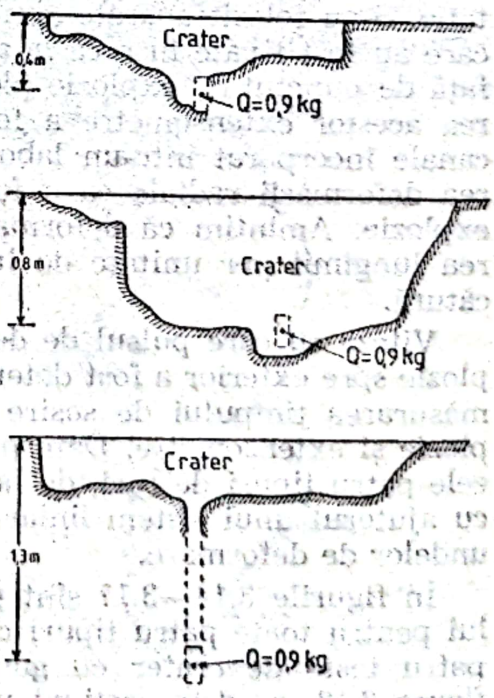


Fig. 3.17. Secțiuni verticale prin crater pentru calcar.

Scanned with OKEN Scanner

mării de compresiune apare în dreptul punctului D și maximul deformării de întindere, în punctul E. Pentru acele înregistrări care nu au deformare de întindere, E este punctul după care descreșterea deformării de compresiune cu timpul este nesemnificativă. Caracteristicile importante ale înregistrărilor de deformare sînt: timpul t_0 de sosire a începutului pulsului, timpul de creștere a deformării, t_c, timpul de revenire (de cădere — fall time), t_r, maximul deformării de compresiune, ε_c, și deformarea de revenire, ε_r (fig. 3.19).

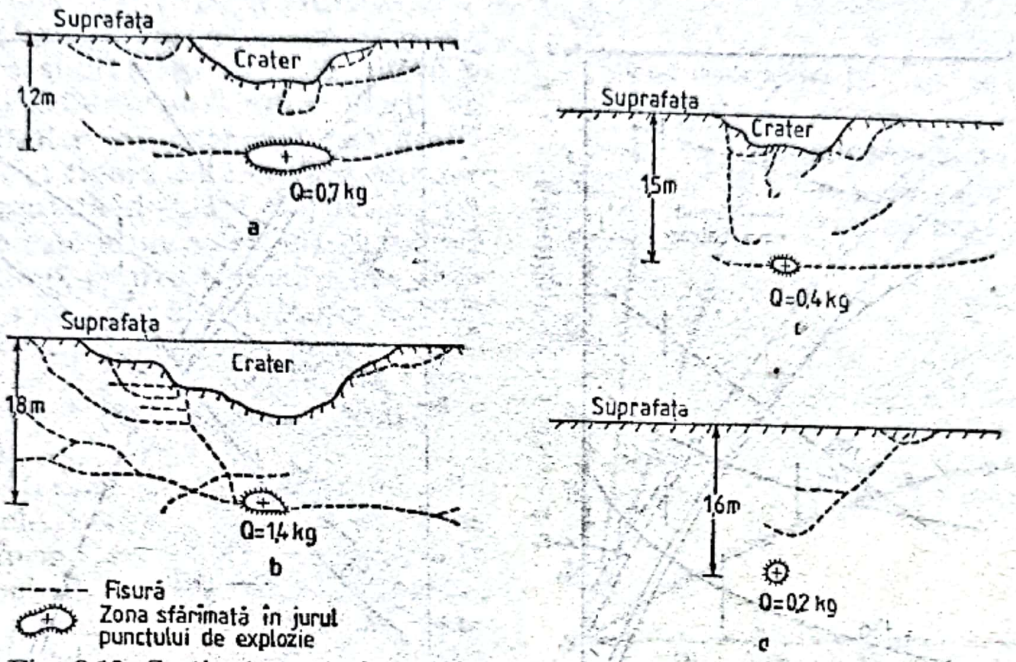


Fig. 3.18. Secțiuni verticale prin crater pentru calcar; gaură orizontală.

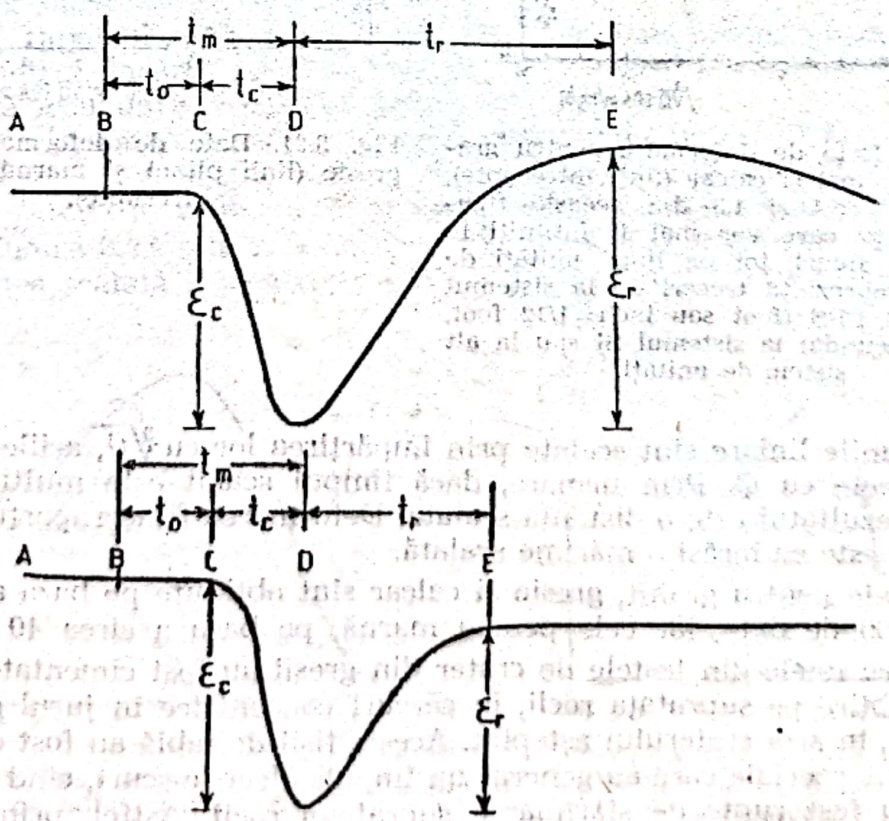


Fig. 3.19. Înregistrări tipice de deformare.

Scanned with OKEN Scanner

În figurile 3.20 și 3.21 sînt reprezentate, pentru fiecare tip de rocă studiată, variațiile timpului de creștere scalat, timpului de revenire scalat, maximul deformării de compresiune și al deformării de revenire în funcție de distanța de parcurs scalată. Cei doi timpi și distanța de parcurs sînt scalate cu rădăcina cubică a încărcăturii de exploziv ($\sqrt[3]{Q}$). Factorul de scală, $\sqrt[3]{Q}$, este definit și ca o lungime în metri, care este egală numeric cu rădăcina cubică a încărcăturii exprimată în kilograme. De aceea,

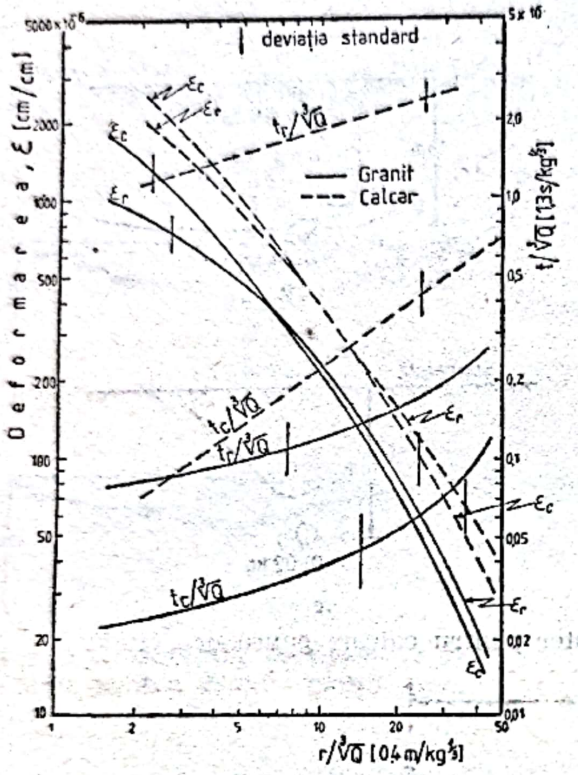


Fig. 3.20. Date de deformare pentru granit (linii pline) și calcar (linii întrerupte). Coeficienții 0,4 și 1,3 din această figură sau alții care vor mai fi întîlniți la unele din figuri, tot pe lîngă unități de măsură, reprezintă treceri de la sistemul de unități FPS (foot sau inch=1/12 foot, pound, secundă) la sistemul SI sau la alt sistem de unități.

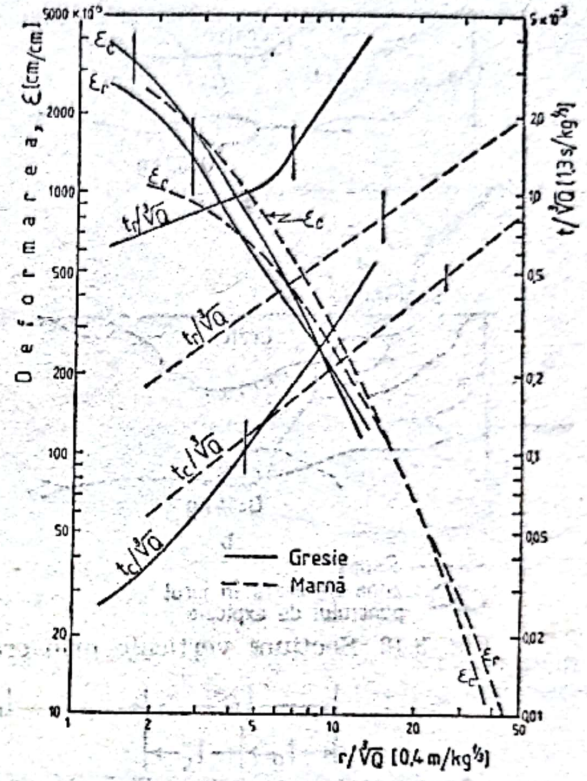


Fig. 3.21. Date de deformare pentru gresie (linii pline) și marnă (linii întrerupte).

dimensiunile liniare sînt scalate prin împărțirea lor cu $\sqrt[3]{Q}$, ariile cu $(\sqrt[3]{Q})^2$ și volumele cu Q. Prin urmare, dacă timpul scalat este multiplicat cu viteza, rezultatul este o distanță scalată. Deformarea fiind raportul a două lungimi, este ea însăși o mărime scalată.

Curbele pentru granit, gresie și calcar sînt obținute pe baza a aproximativ 100 de date, iar cele pentru marnă, pe baza a circa 40 de date.

Pentru unele din testele de crater din gresii au fost cimentate fîșii de tablă subțire pe suprafața rocii, în cercuri concentrice în jurul găurii de explozie, în aria craterului așteptat. Aceste fîșii de tablă au fost conectate la circuite speciale care au generat un impuls electric scurt, cînd fîșiile de tablă au fost rupte de sfărîmarea suprafeței rocii. Astfel, prin înregistrarea acestor impulsuri electrice s-a putut determina timpul de rupere

Scanned with OKEN Scanner

a rocii. În funcție de distanța de la centrul încărcăturii de exploziv la fîșia de tablă, timpii de rupere a rocii variază de la cîteva zecimi de milisecundă (pentru distanțe de ordinul cîtorva decimetri), la cîteva zeci de milisecunde (la distanțe de ordinul a 1—2 m) și mai mult.

Fotografiile mișcării de înaltă viteză ale exploziilor în gresii au fost făcute cu o cameră de înaltă viteză, capabilă să ia 3 000 imagini/s. Din aceste imagini ale mișcării au putut fi observate dferite fenomene care au loc în timpul ruperii rocii. A fost măsurată viteza cu care roca ruptă de explozie s-a mișcat în afara suprafeței. Această viteză a rocii „zburătoare" are valori de ordinul celor exprimate de graficul din figura 3.22 în care este reprezentată distanța verticală (la care este aruncată roca) în funcție de timp, pentru trei adîncimi diferite ale încărcăturii. Panta inițială a acestor hodocrone este viteza inițială cu care roca ruptă este aruncată (viteza rocii „zburătoare").

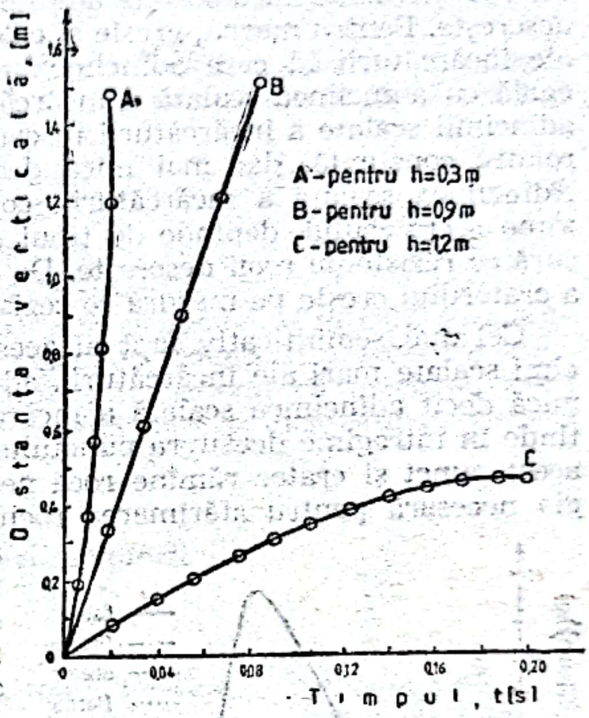


Fig. 3.22. Date privind viteza rocii „zburătoare" în cazul gresiei.

Analiza datelor obținute din testele de crater arată că mărimea și forma craterului depind, în principal, de mărimea încărcăturii, adîncimea acesteia și de tipul rocii; celelalte variabile (ca densitatea de încărcare, tipul încărcăturii și raportul dintre lungimea și diametrul încărcăturii) au importanță secundară. Variațiile densității de încărcare și ale raportului lungime/diametru au fost menținute cît mai mici pentru a minimiza efectele lor. Efectul mărimii încărcăturii asupra datelor de crater sînt eliminate folosind mărimi scalate.

În figura 3.23 este reprezentată raza scalată a craterului în funcție de adîncimea scalată a încărcăturii, pentru cele patru tipuri de roci. Se ob-

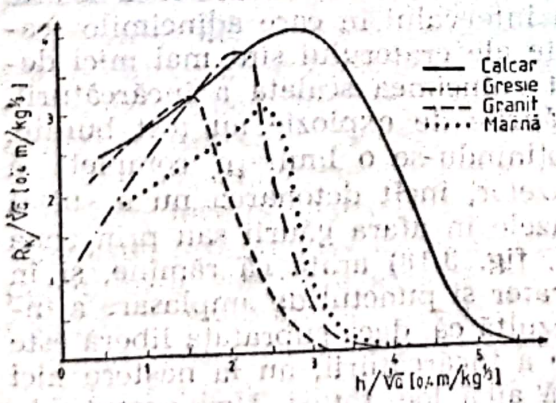


Fig. 3.23. Raza scalată a craterului în funcție de adîncimea scalată a încărcăturii.

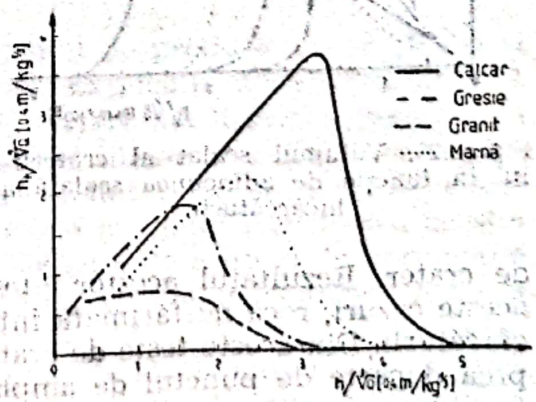


Fig. 3.24. Adîncimea scalată a craterului în funcție de adîncimea scalată a încărcăturii.

servă că, în timp ce adîncimea scalată a încărcăturii crește, raza scalată a craterului crește pînă la un punct maxim și apoi descrește pînă la zero. Adîncimea scalată a încărcăturii, corespunzătoare razei scalate maxime a craterului, depinde de tipul de rocă, fiind, în general, mai mare pentru roci cu rezistență mai mică. Raza scalată maximă a craterului nu prezintă o mare variație cu tipul de rocă.

Din figura 3.24 se observă că, în timp ce adîncimea scalată a încărcăturii crește, adîncimea scalată a craterului crește pînă la un maxim și apoi descrește. Pentru marnă, gresie și calcar există o gamă de adîncimi scalate ale încărcăturii în care adîncimea scalată a craterului este aproximativ egală cu adîncimea scalată a încărcăturii. Pentru granit există o gamă a adîncimii scalate a încărcăturii în care adîncimea scalată a craterului este relativ constantă, dar mai mică decît adîncimea scalată a încărcăturii. Adîncimea scalată a încărcăturii, corespunzătoare adîncimii scalate maxime a craterului, depinde de tipul de rocă, crescînd, în general, pe măsură ce rezistența rocii descrește. De asemenea, adîncimea scalată maximă a craterului crește pe măsură ce rezistența rocii descrește.

Cel mai semnificativ fapt al acestor date este acela că, pentru adîncimi scalate mari ale încărcăturii, adîncimea scalată a craterului este mai mică decît adîncimea scalată a încărcăturii. Adică, zona craterului se întinde în întregime deasupra punctului de amplasare a încărcăturii și între acest punct și crater rămîne rocă nesfărîmată. Acest fapt arată că energia necesară pentru sfărîmarea rocii a fost transmisă de la punctul de amplasare a încărcăturii la zona craterului fără să sfărîme roca intermediară. Această energie ar putea fi transmisă de un anumit tip de mișcare în rocă sau de expansiunea gazelor (produse de explozie) în susul găurii de explozie.

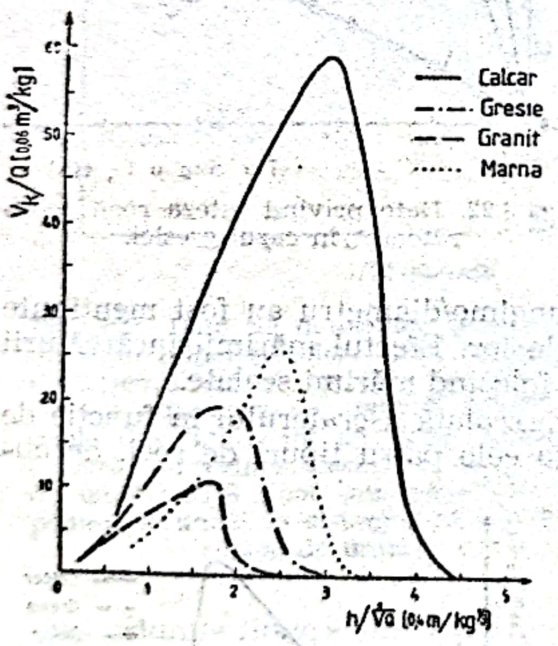


Fig. 3.25. Volumul scalat al craterului în funcție de adîncimea scalată a încărcăturii.

La cele cîteva teste de crater, la care s-au folosit găuri orizontale forate dintr-o suprafață verticală, lungimea găurilor a fost mult mai mare decît adîncimile lor sub suprafața orizontală, iar dimensiunile încărcăturii au fost alese astfel încît adîncimea scalată a încărcăturii să se afle în intervalul în care adîncimile scalate ale craterului sînt mai mici decît adîncimea scalată a încărcăturii. Găurile de explozie au fost burate, obținîndu-se o limitare completă a gazelor, încît detonarea nu a suflat gazele în afara găurii sau prin zona de crater. Rezultatul acestor teste (v. fig. 3.18) arată că rămîne, și în aceste cazuri, rocă nesfărîmată între crater și punctul de amplasare a încărcăturii. Din aceste teste de crater rezultă că, dacă suprafața liberă este prea departe de punctul de amplasare a încărcăturii, nu ia naștere nici un crater, însă fisurarea rocii poate să aibă loc, totuși. Un exemplu de acest gen este cel din figura 3.18, *d*, din care se vede că a avut loc, totuși, o fisurare a rocii. Pe suprafața liberă verticală din aceste teste nu s-a

Scanned with OKEN Scanner

format nici un crater din cauză că distanța de la încărcătură la această suprafață a fost mai mare decît adîncimea scalată a încărcăturii care ar produce crater.

Din reprezentarea volumului scalat al craterului în funcție de adîncimea scalată a încărcăturii (fig. 3.25) se observă că forma generală a curbelor este asemănătoare cu curbele razei scalate a craterului în funcție de adîncimea scalată a încărcăturii. Adîncimea scalată a încărcăturii, pentru care are loc volumul scalat maxim, crește pe măsură ce rezistența rocii descrește.

Reprezentarea grafică a razei scalate a rupturii în funcție de adîncimea scalată a încărcăturii a arătat că relația dintre aceste două mărimi este de forma:

$$\frac{R}{\sqrt[3]{Q}} = a\left(\frac{h}{\sqrt[3]{Q}}\right)^b, \tag{3.14}$$

unde a și b sînt constante care depind de tipul rocii.

Această relație este valabilă numai pentru domeniul în care raza scalată a rupturii este mai mare decît adîncimea scalată a încărcăturii, conform definiției date prin relația (3.13). S-a observat că mărimea razei scalate a rupturii, la orice adîncime scalată dată a încărcăturii, variază puțin cu tipul rocii.

3.2.2. Mecanismul ruperii rocilor prin explozii în apropierea unei suprafețe libere. Teoria reflexiei

După cum s-a arătat mai sus, rezultatele testelor de crater dovedesc că craterele pot fi formate cu ajutorul exploziilor în apropierea unei suprafețe libere și că între zona craterului și punctul de explozie poate să rămînă rocă nesfărîmată. Aceste constatări arată că o anumită formă de mișcare este responsabilă de transmiterea energiei de la punctul de explozie pînă la suprafața liberă.

Rezultatele prezentate mai sus privind deformarea rocilor dovedesc clar ceea ce se știa prea bine, că, atunci cînd este detonată o încărcătură de exploziv, este generat un puls de deformare. Problema care s-a pus a fost, însă, să se dovedească dacă acest puls, acest tip de mișcare, poate să explice tipul de rupere care se produce.

În capitolul 1 s-a explicat mecanismul de producere a exploziei și s-a arătat ce zone apar în jurul exploziei. Explicația dată în capitolul 1 este valabilă pentru cazul cînd nu există o suprafață liberă în vecinătatea exploziei. Am văzut că în absența suprafeței libere în vecinătatea exploziei în rocă, singurele deteriorări ale rocii sînt cele din zona de sfărîmare din jurul găurii de explozie și fisurile asociate. Extinderea acestei zone este, însă, relativ mică. Prezența unei suprafețe libere în apropierea punctului de explozie explică o sfărîmare adițională în cantitate mare a rocii.

Cînd pulsul longitudinal de compresiune (unda longitudinală de presiune), produs de explozie, incide pe o suprafață liberă, sînt generate două pulsuri (unde) reflectate: un puls longitudinal de întindere (o undă longitudinală de rarefiere) și un puls de forfecare (o undă de forfecare). Iau

Scanned with OKEN Scanner

naștere, de asemenea, unde de suprafață (vezi capitolul 2)*. Cantitatea de energie din fiecare din aceste pulsuri reflectate depinde foarte mult de unghiul de incidență al pulsului care sosește de la sursă (explozie). Se manifestă mai întîi efectul pulsului longitudinal ($V_P > V_S$). Întrucît rezistența rocii la întindere este mult mai mică decît rezistența rocii la compresiune sau la forfecare (de obicei cu un factor de 50 sau mai mare), acest puls de întindere reflectat este capabil să sfărîme mult roca deja supusă stresului.

Procesul de reflexie a pulsului longitudinal pe o suprafață liberă este destul de complicat. Pentru a simplifica descrierea lui, considerăm reflexia unui puls plan longitudinal, la incidența normală pe o suprafață liberă (fig. 3.26). Să considerăm (fig. 3.26, *a*) un puls de compresiune care se propagă spre dreapta și incide pe o suprafață liberă. Figurile 3,26, *b*, *c*, *d*, *e* și *f* prezintă pulsul rezultant după unități de timp egale. Liniile punctate întrerupte de sub linia de bază reprezintă pulsul de compresiune incident, iar liniile întrerupte de deasupra liniei de bază reprezintă pulsul de întindere reflectat. Linia plină este pulsul rezultant din mediu. Un studiu al acestor figuri arată că deformarea maximă de întindere este dezvoltată la o distanță de suprafața liberă egală cu jumătatea lungimii de revenire** a pulsului de compresiune incident (fig. 3.26, *d*). Înainte ca ea să atingă acest maxim, mărimea deformării de întindere, dezvoltată în timpul reflexiei, depinde în principal de forma porțiunii care se diminuează a pulsului incident de deformare de compresiune.

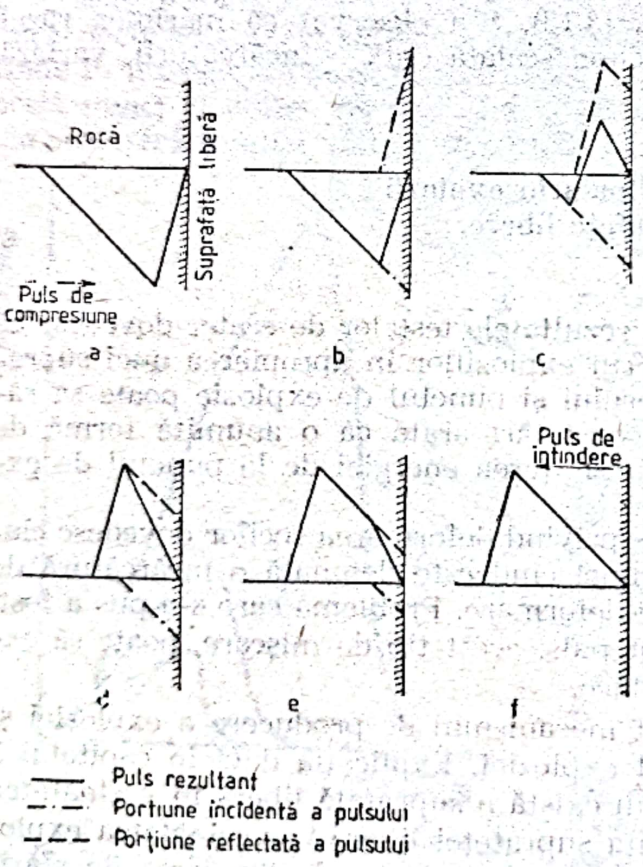


Fig. 3.26. Reflexia unui puls triunghiular de compresiune pe o suprafață liberă.

Procesul fracturării de întindere prin reflexia pulsului de compresiune este ilustrat de exemplul din figurile 3.27. Figura 3.27, *a* prezintă pulsul de compresiune care vine dinspre sursă, înainte ca el să incidă pe suprafața liberă, iar figura 3.27, *b* prezintă pulsul rezultant după un anumit interval de timp. Deformarea de întindere la acest timp este presupusă egală cu deformarea de rupere la întindere a rocii, ceea ce face să se producă o fisură. Această fisură va acționa ca o nouă suprafață liberă pe care pulsul de deformare incident se

* Într-una din interpretările fenomenului se consideră că explozia produsă în vecinătatea unei suprafețe libere generează patru tipuri de unde: *unde longitudinale de presiune*, unde longitudinale *de rarefiere*, unde *de forfecare* și unde *de suprafață*.

** *Lungimea de revenire* este mărimea (din domeniul lungimii) corespunzătoare timpului de revenire t_r și este egală cu produsul dintre acest timp și viteza de propagare a pulsului (a undei).

Scanned with OKEN Scanner

va reflecta. Lespedea (de rocă) produsă se va mișca înainte din cauza energiei captate în ea sub formă de viteză a particulei normale la fisură. În figura 3.27, *c* sînt prezentate condițiile după alt interval de timp dat. Prima lespede s-a mișcat înainte și o nouă suprafață liberă reflectă porțiunea rămasă a pulsului de compresiune incident. Deformarea de întindere care rezultă este din nou suficientă pentru a fisura roca deja stresată. Figura 3.27,*d* arată condițiile după alt interval de timp dat. Ambele lespezi se

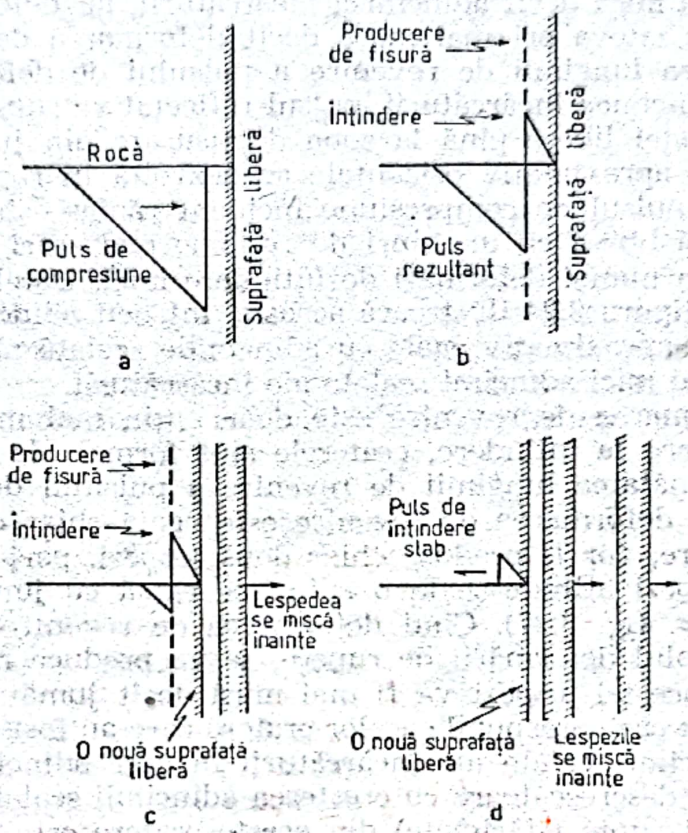


Fig. 3.27. Fracturare de întindere prin reflexia pulsului de compresiune pe o suprafață liberă.

mișcă înainte, prima cu o viteză mai mare decît a doua, întrucît în prima este captată mai multă energie sub formă de viteză a particulei decît în a doua. A doua fisură este o nouă suprafață liberă care reflectă porțiunea rămasă a pulsului incident. Întrucît deformarea de întindere dezvoltată este mai mică decît deformarea de rupere la întindere a rocii, nu se mai produce nici o fisurare. În acest exemplu s-au produs două lespezi. În general, numărul de lespezi produse, în procesul de reflexie, este egal cu primul număr întreg mai mic decît raportul dintre deformarea de revenire, ε_r, a pulsului (vezi fig. 3.19) și deformarea de rupere a rocii. Fracturarea rocii prin procesul de mai sus a fost demonstrată experimental pentru unde plane în carote.

Pentru încărcături mici concentrate, cum au fost folosite în aceste teste de crater, frontul undei în rocă este aproape sferic. Cînd o undă sferică de compresiune se reflectă pe o suprafață plană orizontală, se dezvoltă un set tridirecțional de tensiuni la sau lîngă suprafață. Din aceste considerații este de așteptat ca prin explozie să se producă fragmente (de rocă) de forme diferite. Experiențele arată, într-adevăr, că apar fragmente de forme foarte diferite.

Dacă ținem seama de faptul că în multe lucrări de derocare se folosesc grupări de explozii (vezi capitolul 5) în scopul creșterii efectului de derocare și al micșorării efectului seismic, problema mecanismului ruperii rocilor prin explozii se complică și mai mult.

Teoria reflexiei aplicată la ruperea rocii prin explozie prezice că adîncimea craterului ar fi aproximativ egală cu jumătate din lungimea de revenire a pulsului de deformare, cu condiția ca jumătatea lungimii de revenire să fie mai mică decît adîncimea încărcăturii, iar deformarea de revenire să fie de cîteva ori mai mare decît deformarea de rupere a rocii. Dacă jumătatea lungimii de revenire a pulsului de deformare este mai mare decît adîncimea încărcăturii, pulsul reflectat va rupe numai roca din spatele suprafeței libere pînă la zona de fisurare din jurul încărcăturii. Cînd lespezile aproximativ orizontale se dezvoltă în roca de lîngă zona de sfărîmare, pulsul de compresiune incident rămas este reflectat de la noua suprafață liberă cu unghiuri de reflexie mai mari și, prin urmare, se pot dezvolta numai deformări de întindere mici. Datele experimentale de crater din figura 3.24 ilustrează aceasta, întrucît adîncimile scalate ale craterelor sînt aproximativ egale cu adîncimile scalate ale încărcăturilor, pentru cele mai mici adîncimi scalate ale încărcăturii.

Cînd deformarea de revenire este doar puțin mai mare decît deformarea de rupere la întindere, craterele sînt formate la o adîncime mai mică decît jumătatea lungimii de revenire a pulsului de deformare. De exemplu, cînd deformarea de revenire este egală chiar cu dublul deformării de rupere, vor fi produse chiar două lespezi, partea de jos a celei de-a doua lespezi aflîndu-se la o adîncime egală cu jumătatea lungimii de revenire (v. fig. 3.27). Cînd deformarea de revenire este puțin mai mică decît dublul deformării de rupere, se va produce numai o lespede, iar grosimea acestei lespezi va fi mai mică decît jumătatea lungimii de revenire. Acest caz corespunde acelor cratere care au fost produse în intervalul de adîncimi scalate ale încărcăturii în care adîncimile scalate ale craterului sînt descrescătoare cu creșterea adîncimii scalate a încărcăturii. Grosimea rocii rupte (sfărîmate) din aceste cratere este egală cu adîncimea craterului. Dacă deformarea de revenire este în gama de la unu la trei ori deformarea de rupere a rocii, este de așteptat o dispersie mare a adîncimilor craterelor. Din cauza variațiilor în caracteristicile de rezistență ale rocii se va schimba numărul de lespezi produse, iar variațiile în forma deformării de revenire vor schimba grosimile acestor lespezi. Datele experimentale care au stat la baza construirii curbelor din figura 3.24 au arătat o dispersie mare a adîncimilor de crater, în gama adîncimilor de încărcătură în care adîncimile de crater sînt descrescătoare cu creșterea adîncimii încărcăturii. În fine, cînd deformarea de revenire este chiar egală cu deformarea de rupere a rocii, se produce numai o lespede, iar grosimea acestei lespezi este egală cu jumătatea lungimii de revenire. Deși nu dispunem de un asemenea exemplu, totuși fisurarea din testul de crater, prezentată în figura 3.18, delimitează parțial un crater plin compus dintr-o lespede.

3.2.3. Verificarea experimentală a teoriei reflexiei

Confirmarea experimentală a teoriei reflexiei a fost făcută folosind datele de observație (privind pulsul de deformare) pentru calculul adîncimilor craterelor, timpului de fisurare și vitezelor rocii „zburătoare". Aceste

Scanned with OKEN Scanner

valori calculate au fost apoi comparate cu datele măsurătorilor experimentale.

Arătăm mai sus că teoria reflexiei prezice că adîncimea craterului este aproximativ egală cu jumătatea lungimii de revenire a pulsului de deformare, cu condiția ca jumătatea lungimii de revenire a pulsului de deformare să fie mai mică decît adîncimea încărcăturii, iar deformarea de revenire să fie de cîteva ori mai mare decît deformarea de rupere a rocii. Prin urmare, adîncimea teoretică a craterului este dată de relația

$$\frac{h_k}{\sqrt[3]{Q}} = \frac{Vt_r}{2\sqrt[3]{Q}}, \qquad (3.15)$$

în care:

$h_k/\sqrt[3]{Q}$ este adîncimea scalată a craterului; V — viteza de propagare a pulsului; $Vt_r/\sqrt[3]{Q}$ — lungimea de revenire scalată.

Distanța totală parcursă de pulsul de deformare, pentru un crater complet, este formată din adîncimea încărcăturii plus jumătate din lungimea de revenire a pulsului de deformare. Prin urmare, adîncimea teoretică scalată a încărcăturii, corespunzătoare adîncimii teoretice scalate a craterului, este

$$\frac{h}{\sqrt[3]{Q}} = \frac{r}{\sqrt[3]{Q}} - \frac{Vt_r}{2\sqrt[3]{Q}}, \qquad (3.16)$$

unde: $h/\sqrt[3]{Q}$ este adîncimea scalată a încărcăturii; $r/\sqrt[3]{Q}$ — distanța de parcurs scalată.

Folosind datele din figurile 3.20 și 3.21 (privind timpul de revenire) și relațiile (3.15) și 3.16), au fost calculate adîncimile scalate teoretice ale craterului și încărcăturii, iar rezultatele obținute pentru cele patru tipuri de roci sînt reprezentate cu linii pline în figura 3.28, alături de cele experimentale deduse din testele de crater (linii întrerupte, fig. 3.28) și luate din figura 3.24.

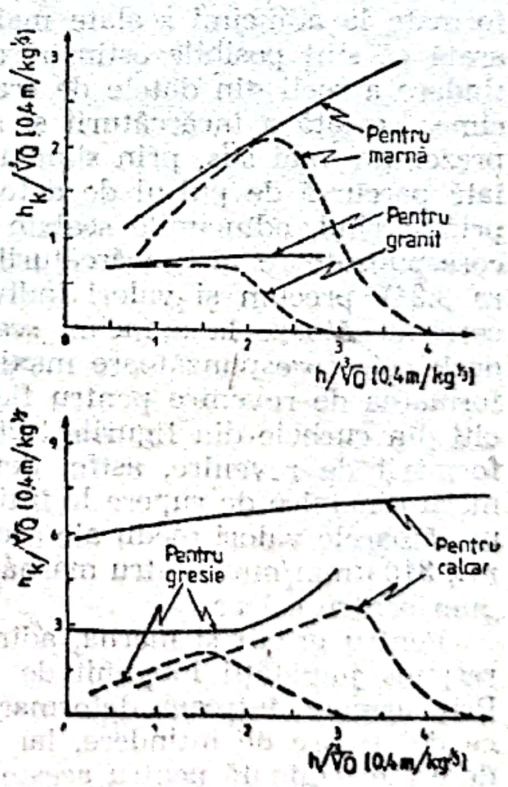


Fig. 3.28. Comparare între adîncimile scalate de crater calculate și cele experimentale.

Se observă (fig. 3.28) că valorile experimentale sînt mai mici decît cele calculate, pentru toate tipurile de rocă studiate. Pentru granit și marnă, curbele experimentale și teoretice sînt foarte apropiate, în timp ce pentru gresie și calcar curbele teoretice prezic adîncimi de crater mai mari decît cele experimentale. Totuși, jumătatea lungimii de revenire a pulsurilor de deformare în gresie și calcar este totdeauna mai mare decît adîncimea încărcăturii, în timp ce adîncimile experimentale de crater sînt aproximativ egale cu cele ale încărcăturii, pînă la adîncimile maxime de crater (v. fig. 3.24 și 3.28). Aceste rezultate confirmă predicția că pulsul de deformare de întindere reflectat nu produce rupere sub cavitatea încărcăturii.

Rezultatele obținute pentru granit arată o concordanță foarte bună între curbele experimentale și cele teoretice. Teoria reflexiei explică de ce craterele în granit nu au adîncimi egale cu adîncimile încărcăturii, în domeniul de adîncimi scalate de la 0,5 la 1,8. În acest domeniu al adîncimilor de încărcătură, jumătate din lungimea de revenire a pulsului de deformare este mai mică decît adîncimea încărcăturii.

Tot din figura 3.28 se observă că, pentru adîncimi scalate mari ale încărcăturii, adîncimile scalate experimentale ale craterului descresc rapid cu creșterea adîncimii scalate a încărcăturii, în timp ce adîncimile scalate de crater calculate continuă să crească cu adîncimea scalată a încărcăturii. Acest rezultat experimental este așteptat din teoria reflexiei dacă deformarea de revenire disponibilă din pulsul de deformare este mai mică decît dublul deformării de rupere a rocii. În gama de adîncimi scalate ale încărcăturii, în care adîncimile scalate de crater descresc cu creșterea adîncimii încărcăturii, craterele experimentale au fost formate dintr-o singură rupere de lespede. Acest fapt arată că adîncimea maximă de crater corespunde condiției a cel puțin două ruperi de lespede. Astfel, deformarea de revenire disponibilă în pulsul de deformare trebuie să fie cel puțin dublul deformării de rupere a rocii, pentru cazul cînd s-au produs adîncimi scalate de crater maxime, și mai mică decît dublul deformării de rupere a rocii, pentru acele cazuri cînd craterele au fost formate la adîncimi scalate mai mari ale încărcăturii. Aceste constatări arată că sînt posibile estimări ale deformării dinamice de rupere la întindere a rocii din datele de crater și deformare. Astfel, cunoscînd adîncimea scalată a încărcăturii și adîncimea scalată a craterului din datele prezentate mai sus, prin simpla adunare a acestora se află distanța scalată parcursă de pulsul de deformare. Evident, se iau în considerare, în primul rînd, adîncimile scalate maxime de crater cu adîncimile scalate corespunzătoare ale încărcăturii (citite pe maximul curbelor din figura 3.24), precum și valori individuale ale acestor două adîncimi, valori corespunzătoare la adîncimi scalate ale încărcăturii egale sau mai mari decît cele corespunzătoare maximului de pe curbele din figura 3.24. Deformarea de revenire pentru fiecare distanță de parcurs scalată se poate citi din curbele din figurile 3.20 și 3.21. Valorile medii ale jumătății deformării de revenire, astfel determinate, reprezintă estimări ale deformării dinamice de rupere la întindere pentru fiecare tip de rocă. Se obțin următoarele valori medii ale acestei deformări: 380 μmm/mm pentru granit; 310 μmm/mm pentru marnă; 560 μmm/mm pentru gresie și 400 μmm/mm pentru calcar.

Pentru granit și marnă, adîncimea scalată maximă a craterului a corespuns jumătății lungimii de revenire scalată a pulsului (v. fig. 3.28). Prin urmare, întreaga deformare de revenire din puls a fost disponibilă ca deformare de întindere, iar deformarea dinamică de rupere la întindere (determinată pentru aceste roci) reprezintă o bună estimare. În gresie și calcar, adîncimea scalată maximă a craterului a fost mai mică decît lungimea scalată de revenire a pulsului de deformare. Astfel, nu toată deformarea de revenire din puls a fost disponibilă ca deformare de întindere, iar deformarea dinamică de rupere la întindere, determinată pentru aceste roci, este probabil mare.

O altă predicție a teoriei reflexiei privind formarea craterelor de explozie este aceea că fisurarea rocii la suprafață apare în timpul diminuării pulsului de deformare de compresiune, care se reflectă pe suprafață. Această fisurare apare după sosirea la suprafață a maximu-

Scanned with OKEN Scanner

lui pulsului de deformare de compresiune și înaintea scurgerii jumătății de timp de revenire, adică

$$t_m < t_f < \left(t_m + \frac{1}{2} t_r\right). \tag{3.17}$$

unde: $t_m = t_0 + t_c$ este timpul de sosire a maximului pulsului de deformare (v. fig. 3.19); t_f — timpul de fisurare.

O asemenea verificare a fost făcută tot de *Duvall* și *Atchison* (1967) pentru gresii, ceea ce a reprezentat încă o confirmare experimentală a teoriei reflexiei.

Teoria reflexiei presupune, de asemenea, că viteza cu care roca ruptă este aruncată de la suprafața liberă este egală cu viteza medie a particulei, viteză captată de roca ruptă.

Se știe că viteza particulei, pentru un puls de undă longitudinală de compresiune care se propagă de la o sursă, este îndreptată în direcția de propagare. Cînd pulsul de undă se reflectă la incidență normală pe o suprafață liberă, viteza suprafeței libere este egală cu dublul vitezei particulei din pulsul de undă și este îndreptată în afară, normal la suprafață. Astfel, viteza medie cu care roca ruptă este aruncată de la su-

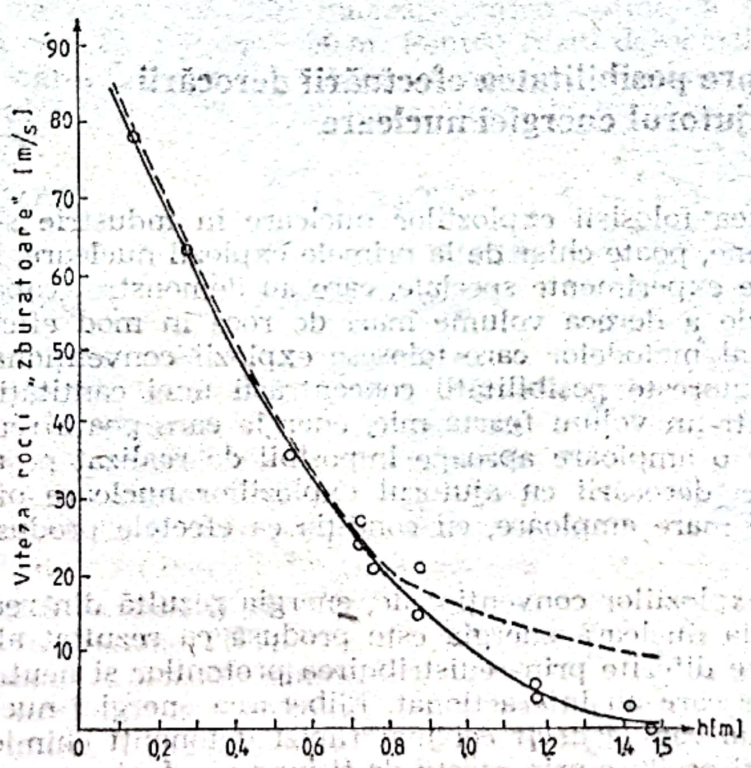


Fig. 3.29. Comparare între viteza măsurată și cea calculată a rocii „zburătoare".

prafață este egală cu dublul vitezei medii (a particulei) conținute în porțiunea pulsului de undă captată în roca ruptă.

Viteza maximă a particulei poate fi estimată din datele de deformare de mai sus. Pentru un puls de undă plană longitudinală, viteza particulei este legată de deformarea ε și de viteza de propagare V prin relația

$$v = -\varepsilon V. \tag{3.18}$$

Relația (3.18) este de asemenea adevărată pe frontul oricărei unde seismice care se propagă de la o sursă. Întrucît pulsurile de deformare au timpi de creștere mici, această relație este aproximativ valabilă pentru deformarea maximă.

Verificarea a fost făcută pentru gresii. Cu ajutorul relației (3.18) a fost calculată viteza maximă a particulei în gresie, pentru diferite distanțe de parcurs, folosind datele de deformare din figura 3.21 și valorile vitezei de propagare determinate tot experimental, prin procedee de teren obișnuite. Dublul acestei viteze calculate (adică viteza calculată a rocii „zburătoare") este reprezentat în figura 3.29 în funcție de adîncimea încărcăturii (linie întreruptă), alături de datele privind viteza medie măsurată a rocii „zburătoare" (linie plină).

Se observă (fig. 3.29) că, pentru adîncimi mari ale încărcăturii, viteza măsurată a rocii „zburătoare" este mai mică decît valoarea calculată. Acest rezultat era de așteptat, întrucît viteza măsurată este dublul vitezei medii a particulei pentru pulsul de undă captat în rocă, în timp ce valoarea calculată este dublul vitezei maxime a particulei. Viteza măsurată a rocii „zburătoare" este foarte apropiată de dublul vitezei maxime a particulei pentru adîncimi mai mici ale încărcăturii (fig. 3.29).

3.3. Despre posibilitatea efectuării derocării cu ajutorul energiei nucleare

Posibilitatea folosirii exploziilor nucleare în industrie s-a întrevăzut de multă vreme, poate chiar de la primele explozii nucleare. În acest scop, au fost făcute experimente speciale, care au demonstrat capacitatea acestor explozii de a deroca volume mari de rocă în mod eficient și la un cost sub cel al metodelor care folosesc explozii convenționale (chimice). Aceasta se datorește posibilității concentrării unei cantități foarte mari de energie într-un volum foarte mic, energie care poate realiza derocări (excavații) de o amploare aproape imposibil de realizat pe alte căi. Astfel, efectuarea derocării cu ajutorul exploziilor nucleare oferă avantaje economice de mare amploare, cu condiția ca efectele produse în zonă să fie acceptate.

În cazul exploziilor convenționale, energia rezultă din reacții chimice, iar în explozia nucleară energia este produsă ca rezultat al formării de nuclee atomice diferite prin redistribuirea protonilor și neutronilor în cadrul nucleelor care au interacționat. Eliberarea energiei nucleare este de mii de ori mai rapidă decît cei mai rapizi detonanți chimici. Exploziile nucleare pot fi produse prin *reacții de fisiune* sau *fuziune*.

Cînd un neutron liber intră în nucleul unui atom fisionabil, poate produce divizarea acestuia în două părți mai mici. Acesta este un proces de fisiune și este însoțit de eliberarea unei mari cantități de energie. Fisiunea completă a unui kilogram de uraniu poate produce tot atîta energie cît explozia a 20 000 tone trinitrotoluen (TNT).

Fuziunea nucleară are loc cînd două nuclee mai ușoare se unesc (fuzionează), formînd un atom mai greu. De exemplu, două nuclee de hidrogen greu (deuteriu) se pot combina formînd un nucleu de heliu, cu eliberare de energie. Fuziunea tuturor nucleelor prezente într-un kilogram de

Scanned with OKEN Scanner

deuteriu poate produce o energie egală cu cea emisă de explozia a circa 58 000 t TNT.

Energia exploziei nucleare se exprimă în echivalent trinitrotoluen (TNT). Astfel, energia exploziei nucleare de o kilotonă (se subînțelege echivalent TNT) este definită ca o eliberare spontană a unei energii de 10^{12} cal, care este aproximativ egală cu energia eliberată de o kilotonă de TNT.

Energia explozivilor chimici apare imediat ca energie cinetică (sau calorică), pe cînd la detonarea (de exemplu, în aer) a unui dispozitiv cu fisiune, aproximativ 50% din energia explozivului produce rupere și șoc și 35% apare sub formă de radiație termică (adică 85% energie cinetică). Din restul de 15%, circa 5% constituie radiație nucleară inițială produsă în aproximativ 1 min de la explozie și 10% este emisă într-o perioadă mai mare de timp sub formă de radiații nucleare reziduale. Acestea din urmă se exclud din randamentul energetic în echivalarea cu TNT.

Din cele arătate foarte pe scurt rezultă că este necesară asigurarea unui control riguros chiar și în cazul folosirii energiei nucleare în scopuri pașnice.

Cea mai importantă utilizare controlată (în scopuri pașnice) a exploziilor nucleare este cea pentru executarea de excavații. Adîncimea optimă de plasare a explozivului nuclear pentru obținerea craterului de volum maxim este de circa 45—50 m. Pentru cazul detonării în aluviuni, la adîncimea optimă, au fost stabilite următoarele relații între dimensiunile craterului (fig. 3.30, c) și încărcătura de exploziv exprimată în echivalent TNT:

$$R_a[\text{m}] \simeq 45Q^{1/3,4}; \qquad h_a[\text{m}] \simeq 24Q^{1/3,4}; \tag{3.19}$$

$$V_a[\text{m}^3] \simeq 0{,}8 \cdot 10^5 Q^{0,9}; \qquad V_r[\text{m}^3] \simeq 1{,}6 \cdot 10^5 Q^{0,9};$$

în care: R_a este raza craterului aparent; h_a — adîncimea maximă a craterului aparent; V_a — volumul craterului aparent; V_r — volumul craterului real; Q — încărcătura de exploziv nuclear exprimată în kilotone TNT.

Adîncimea scalată de îngropare a încărcăturii este exprimată de raportul dintre adîncimea reală (exprimată în metri) și $\sqrt[3,4]{Q}$ (unde Q este exprimat în kilotone TNT).

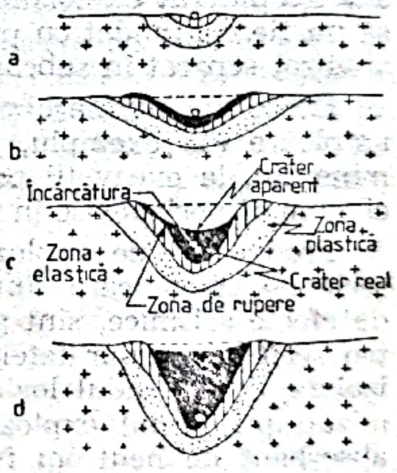


Fig. 3.30. Secțiuni verticale prin cratere produse de explozii nucleare:
a — încărcătură amplasată la suprafață; *b* — încărcătură la adîncime mică; *c* — adîncime optimă de îngropare a încărcăturii; *d* — îngropare adîncă a încărcăturii.

Ca și în cazul exploziilor chimice, grupările de explozii nucleare măresc randamentul împușcării. De exemplu, experiențele făcute în aluviuni au arătat că, dacă se plasează patru încărcături în colțurile unui pătrat, încărcături îngropate la adîncimea optimă, se obține o excavare de trei ori mai mare ca volum decît se realizează cu o încărcătură egală cu suma celor patru și plasată la aceeași adîncime.

Formarea unui crater cu ajutorul exploziei (chimice sau nucleare) este evident însoțită de un șoc seismic mai mult sau mai puțin puternic, reprezentat de unde de șoc care se propagă prin sol și prin aer. În cazul exploziilor chimice, presiunile inițiale ce caracterizează unda de șoc sînt de ordinul a 10^5 atmosfere, în timp ce la exploziile nucleare aceste pre-

Scanned with OKEN Scanner

siuni sînt de 10^7—10^8 atmosfere, Se știe că la presiuni mai mari de $5 \cdot 10^5$ atmosfere, mediul este topit și vaporizat cînd unda de șoc trece prin el.

Modelele fizico-matematice privind generarea undelor seismice de către exploziile nucleare sînt asemănătoare cu cele corespunzătoare exploziilor chimice (vezi capitolul 1). Evident, propagarea undelor generate de cele două tipuri de explozii este supusă aceloraşi legi.

Descrierea făcută în paragraful 3.2.2 a mecanismului ruperii rocilor prin explozii chimice în apropierea unei suprafețe libere este în bună parte valabilă și pentru cazul exploziilor nucleare.

Un alt proces important este reprezentat de acceleraţia imprimată materialului de deasupra exploziei de expansiunea adiabatică a gazelor din cavitate. Pentru adîncimi foarte mici ale exploziei, viteza sfărîmăturilor este atît de mare, încît gazele sînt incapabile să exercite vreo presiune înainte de a apărea o ventilare. Pentru explozii adînci, aceste gaze dau o acceleraţie apreciabilă în timpul eliberării lor, iar în cazul exploziilor foarte adînci, efectul acceleraţiei gazelor este neglijabil.

Subsidenţa (tasarea) este, de asemenea, un proces important ce contribuie la formarea craterului aparent. Acest proces este prezent numai în cazul aluviunilor și al altor roci (vezi subcapitolul 3.4), întrucît, în roci dure, gradul ridicat de compactare poate preveni surparea (subsidenţa, tasarea). Subsidenţa este strîns legată de procesele de deformare plastică și compactare, fără de care nu ar exista goluri care să permită tasarea.

Deși unii autori îl consideră o parte componentă a procesului de formare (cu ajutorul exploziilor) a craterelor în aluviuni, procesul de subsidenţă datorat exploziilor prezintă unele caracteristici care îl fac, totuși, să nu fie confundat cu procesul de formare a craterelor. De aceea, el este analizat separat în subcapitolul următor.

Exploziile nucleare pot fi folosite în cariere, la decopertări de mare amploare (de exemplu, mutarea unui deal ce acoperă un zăcămînt de minereu), la excavaţii pentru canale, treceri de nivel, îndepărtarea stîncilor mari periculoase în navigaţie etc.

Producerea de explozii nucleare, fie ea și în scopuri pașnice, are o serie de efecte care sînt de importanţă fundamentală. Astfel, în afară de efecte seismice, sînt generate și reziduuri radioactive. De aceea, pentru securitate, suprafeţele în cauză trebuie selectate și izolate sau semiizolate, după gradul lor de afectare. Accidentele radioactive pot fi minimizaţi prin tipul explozivului nuclear utilizat. Folosirea unui material absorbant de neutroni în jurul dispozitivului de explozie poate reduce radioactivitatea cauzată de bombardamentul cu neutroni.

Problemele privind efectele seismice ale acestor explozii, ca și metodele de reducere și control ale acestor efecte nu diferă, în principiu, de cele din cazul exploziilor chimice (vezi capitolele 4—6 și 8).

Pentru securitatea folosirii energiei nucleare la derocări de mare amploare, proiectele de utilizare a acestei energii trebuie să fie astfel întocmite încît efectele șocurilor seismice, inclusiv ale undei de șoc aeriene și, mai ales, contaminarea radioactivă să fie controlate și limitate la zone cît mai mici posibil. Deși în prezent există mijloace pentru o largă preîntîmpinare a acestor efecte, posibilitatea ca o astfel de explozie să fie acceptată într-o anumită zonă depinde de densitatea populaţiei și de tipul activităţilor industriale din acea zonă. Exploziile nucleare sînt atît de dezaprobate de întreaga populaţie, încît este foarte puţin probabil ca chiar și cele efectuate în scopuri pașnice să fie acceptate.

Scanned with OKEN Scanner

3.4. Subsidența indusă de exploziile subterane

În subcapitolul 3.2 au fost descrise efecte de derocare, în particular formarea craterelor, produse de explozii în special în roci compacte bine consolidate, cu porozități relativ mici și coeziune mare. Explozia produsă în alte tipuri de roci (cum ar fi rocile nisipoase, aluviunile, loessurile) și la anumite adîncimi poate să aibă un efect de tasare a terenului aflat deasupra cavității în care are loc explozia.

Procesul de subsidență (de tasare, de surpare) poate avea loc și ca urmare a excavațiilor subterane de mari proporții, indiferent în ce fel de roci s-a făcut excavarea și indiferent prin ce metode. În cele ce urmează nu este vorba de acest tip de subsidență, ci despre acea subsidență produsă direct de procesul de explozie.

3.4.1. Descrierea procesului de subsidență provocat de explozii subterane

Explozia unei încărcături în roci de tipul celor amintite mai sus creează o cavitate instabilă prin cvasicompactarea materialului din jur. Îndată ce presiunile inițiale s-au disipat, materialul acoperitor cavității se tasează aproape brusc sau progresiv. Întrucît acest material este lipsit de o coerență semnificativă și porozitatea lui originală este foarte mare, rezultatul exploziei este reprezentat de o mare reducere de volum, care se manifestă prin efectul de subsidență. Acest proces este contrar creșterii de volum sau „umflăturii", care rezultă în mod obișnuit din explozia în roci mult mai consolidate și mai puțin poroase. Cînd cavitatea originală produsă de explozie este suficient de mare, subsidența progresează către suprafață și formează o depresiune topografică.

Poate că acestui tip de depresiune i s-ar putea spune tot crater, dar vom folosi termenul „*sink*" din limba engleză, utilizat prima dată de *Houser* și *Eckel* (1962) tot pentru descrierea procesului de subsidență indus de explozii subterane. Preferăm și noi termenul „sink" pentru a accentua factorul esențial al subsidenței ce prezintă o diferență genetică majoră față de craterele exploziilor discutate în subcapitolul 3.2.

În literatura de specialitate, această problemă este tratată în special pentru cazul exploziilor nucleare subterane (Houser și Eckel, 1962; Houser, 1969 etc.). În cele ce urmează căutăm să dăm tratării acestei probleme un caracter mai general, întrucît procesul de subsidență are loc și în cazul unor explozii subterane obișnuite (chimice).

În ceea ce privește forma sink-urilor, aceasta nu poate fi întotdeauna definită imediat din cauză că, uneori, ele pot apărea ca aglomerări dezordonate de găuri și depresiuni. Figura 3.31 dă (prin secțiuni verticale) o imagine asupra formei acestor sink-uri. În vedere în plan orizontal, puține sink-uri sînt de formă circulară; cele mai multe sînt ușor ovale sau eliptice. Sink-urile se clasifică de la mici la mari, de la superficiale la adînci; versanții lor sînt lini, rotunjiți sau crestați, netezi, concavi sau convecși. Ele seamănă cu farfuriile, chiuvetele, pîlniile, lingurile etc. Dimensiunile variază de la cîțiva metri la sute de metri (ca rază a conturului sink-ului în plan orizontal) și de la cîțiva centimetri la zeci de metri în adîncime.

Scanned with OKEN Scanner

Mărimea, forma și structura sink-urilor par a fi rezultate ale mărimii și formei cavității de explozie, tipului și grosimii materialului de rocă acoperitor și condițiilor de explozie.

În interiorul celor mai multe sink-uri (produse de explozii subterane puternice în aluviuni) și în ariile imediat învecinate lor pot fi separate mai multe zone. Uneori, delimitarea zonală poate fi imposibilă datorită

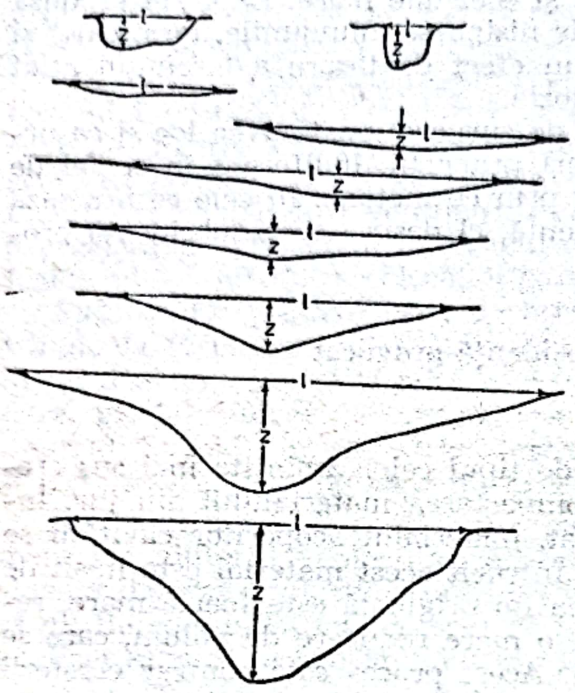


Fig. 3.31. Diferite forme ale sink-urilor.

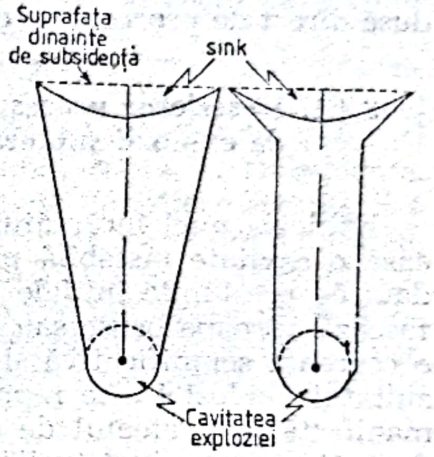


Fig. 3.32. Forme ale coșului exploziei.

acoperirii zonelor de către alunecările de teren formate în faza finală de subsidență.

Coșul exploziei este presupus a fi de formă cilindrică sau trunchi de con. Cele două păreri asupra formei coșului exploziei sînt ilustrate în figura 3.32.

Raportul dintre raza sink-ului și adîncimea lui crește cu creșterea adîncimii de amplasare a încărcăturii, iar pentru adîncimi mari ale încărcăturii nu mai apar sink-uri (fig. 3.33).

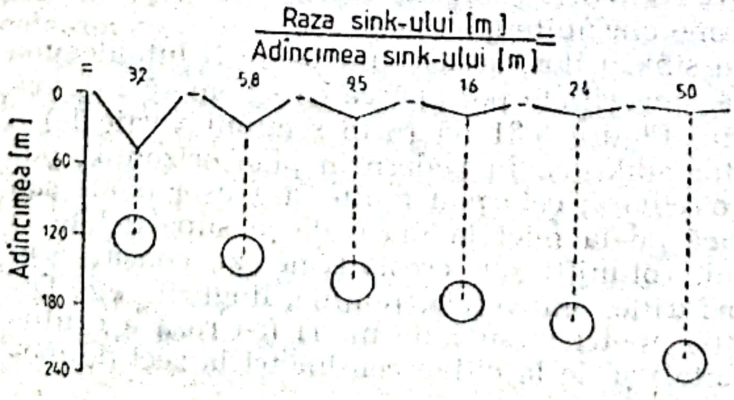


Fig. 3.33. Variația raportului dintre raza sink-ului și adîncimea lui în cazul exploziilor produse în cavități cu raza de 15 m, la diferite adîncimi în aluviuni.

3.4.2. Aplicații posibile în construcții ale subsidenței induse de explozii

Descrierea făcută mai sus a procesului de subsidență indus de exploziile subterane sugerează cîteva aplicații importante ale acestui proces în construcții.

Multe din terenurile de coastă ale mărilor și oceanelor sînt constituite din material care face posibil procesul de subsidență provocat de explozii subterane. În aceste zone de coastă s-au construit și se construiesc multe orașe, stațiuni de odihnă etc. Aceste condiții sugerează o aplicație inginerească a exploziilor subterane — preconsolidarea terenului prin tasare (subsidență) înainte de executarea construcțiilor. De exemplu, cercetarea cutremurelor din Chile din anul 1960 a arătat că avarierea mai multor orașe și porturi a rezultat din consolidarea diferențiată a aluviunilor de către vibrațiile produse de cutremure. Această consolidare diferențiată a cauzat subsidență și incursiune la scară mare a apei mării sau estuarelor (Dobrovolny și Lemke, 1961). Pare, deci, rezonabil ca preconsolidarea (subsidența) materialelor aluviale prin explozii subterane să poată ușura sau preveni probleme similare în zone unde urmează să se execute construcții mari și grele.

Aplicarea metodei nu este limitată numai la zone de coastă, ci în orice zonă cu aluviuni. De asemenea, metoda poate fi aplicată nu numai în zone seismic active, ci și în zone fără cutremure. Realmente, ea poate să fie mult mai promițătoare în zone nezguduite de cutremure, unde aluviunile nu au avut nici o șansă de a fi măcar parțial consolidate de șocuri de cutremure anterioare. Preconsolidarea prin tasare (subsidență) a aluviunilor, loessurilor sau nisipurilor este, evident, necesară și în zonele nezguduite de cutremure, căci tasarea terenului după ce s-au executat construcțiile (tasare cauzată de greutatea mare a clădirilor) poate să conducă la deteriorări grave ale acestora.

O altă aplicație posibilă, importantă, a metodei subsidenței induse prin explozii se referă la construcția porturilor. Adică, metoda poate servi la adîncirea fundului mării, operație fundamentală la construirea porturilor.

Scanned with OKEN Scanner

4.

EFECTUL SEISMIC AL EXPLOZIILOR ASUPRA CONSTRUCȚIILOR. EVALUAREA CANTITATIVĂ A NIVELULUI VIBRAȚIILOR SEISMICE

Pentru evaluarea efectului seismic al exploziilor asupra construcțiilor, este necesar, mai întîi, să existe posibilitatea înregistrării undelor generate de explozii și, în scopul stabilirii unor criterii sigure de deteriorare și a unor metode eficiente de evaluare a efectului seismic, trebuie să se cunoască tipurile de deteriorări produse de explozii asupra construcțiilor și legăturile dintre aceste tipuri de deteriorări și parametrii dinamici ai vibrațiilor generate de explozii.

Este indicată, de asemenea, stabilirea unor formule empirice pentru estimarea orientativă (utilă, mai ales, în cazurile în care nu putem dispune de înregistrări) a nivelului vibrațiilor produse de explozii de diferite încărcături, la distanțe diferite și în medii cu proprietăți diferite.

Toate acestea asigură evaluarea cantitativă a nivelului vibrațiilor seismice și permit stabilirea, pe bază de experiențe, a nivelurilor admisibile de vibrație pentru diferite grade de deteriorare.

4.1. Aparatură pentru înregistrarea vibrațiilor produse de explozii

Pentru înregistrarea vibrațiilor terenului sau ale clădirilor, provenite de la explozii, se folosește aparatură portabilă constituită din traductoare seismice, un marcator de timp și un sistem de înregistrare.

Traductorul seismic este un dispozitiv care recepționează oscilațiile mecanice ale solului și le convertește într-o tensiune electrică variabilă sau într-o mișcare variabilă a unui spot de lumină, care este înregistrată pe o bandă de hîrtie în mișcare, sensibilă la lumină. Traductoarele seismice pot fi proiectate și construite pentru a răspunde fie la deplasarea particulelor solului, fie la viteza sau accelerația mișcării acestor particule*.

Marcatorul de timp este un generator de frecvență perfect constantă, care marchează liniile de timp pe hîrtia de înregistrare.

Sistemul de înregistrare poate fi un voltmetru, care măsoară numai maximele vibrațiilor, un înregistrator cu hîrtie fotografică sau un înregistrator cu înscriere directă pe hîrtie, sau un înregistrator digital.

---

* Mai departe, pentru simplitate, ne vom exprima mai scurt: deplasarea particulei sau viteza particulei sau accelerația particulei.

Scanned with OKEN Scanner

Din completul de aparatură mai fac parte amplificatoare electronice, baterii, cabluri etc.

4.1.1. Răspunsul dinamic al traductorului seismic. Tipuri de traductoare seismice

Un traductor seismic poate fi modelat printr-un sistem constituit dintr-o masă inertă m un arc de rigiditate k și un amortizor caracterizat de factorul de amortizare r (fig. 4.1).

În traductor apar următoarele forțe:

— forța electrică din arc, care se opune mișcării și are expresia

$$F_e = -kx(t); \tag{4.1}$$

în care x este deplasarea relativă dintre masa inertă și carcasa aparatului, adică

$$x(t) = x_m - \xi(t), \tag{4.2}$$

unde: x_m este deplasarea masei inerte; ξ — componenta deplasării solului după direcția paralelă cu direcția mișcărilor relative ce apar în traductor;

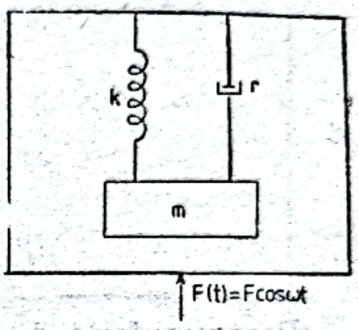


Fig. 4.1. Schemă de principiu a unui traductor seismic.

— forța de inerție, care acționează în sens contrar mișcării, adică

$$F_i = -m\frac{d^2x_m}{dt^2} = -m\frac{d^2}{dt^2}(x+\xi); \tag{4.3}$$

— forța datorată amortizării mișcării, care poate fi considerată proporțională cu viteza mișcării relative a masei m, adică

$$F_{am} = -r\frac{dx}{dt}, \tag{4.4}$$

Conform principiului D'Alembert, suma tuturor forțelor care acționează în sistem (în traductor) trebuie să fie nulă, adică

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + r\frac{dx}{dt} + kx = -m\frac{d^2\xi}{dt^2} \tag{4.5}$$

Se poate admite $\xi(t) = \xi_0 \cos \omega t$ (unde $\omega = 2\pi f$; f fiind frecvența mișcării) și, atunci, ecuația diferențială (4.5) a traductorului devine:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + r\frac{dx}{dt} + kx = F\cos \omega t, \tag{4.6}$$

unde F este forța motrice (care acționează sistemul — fig. 4.1).

O soluție a ecuației (4.6) este

$$x = \frac{F\cos(\omega t - \Phi)}{[r^2\omega^2 + (k - m\omega^2)^2]^{1/2}}. \tag{4.7}$$

unde unghiul de fază Φ este dat de relația

$$\Phi = arctg\left[\frac{r\omega}{k - m\omega^2}\right]. \tag{4.8}$$

Scanned with OKEN Scanner

Frecvența de rezonanță a sistemului neamortizat ($r=0$) este

$$\omega_0=2\pi f_0=\sqrt{k/m}. \tag{4.9}$$

Factorul de amortizare critică r_c este dat de relația

$$r_c=2m\omega_0. \tag{4.10}$$

Ținînd seama de (4.9) și (4.10), relațiile (4.7) și (4.8) devin:

$$x=\frac{F\cos(\omega t-\Phi)}{m\omega^2\left[4\left(\frac{r}{r_c}\right)^2\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2+\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2}-1\right)^2\right]^{1/2}} \tag{4.11}$$

și

$$\Phi=arc\ \mathrm{tg}\ \frac{2\left(\frac{m}{\omega_0}\right)\left(\frac{r}{r_c}\right)}{1-(\omega/\omega_0)^2} \tag{4.12}$$

Pentru o forță de antrenare $F(t)$ de formă sinusoidală, amplitudinile deplasării particulei, u, vitezei v și accelerației a ale mișcării particulei sînt legate prin relația

$$a=\omega v=\omega^2 u, \tag{4.13}$$

iar forța necesară pentru acționarea sistemului este

$$F=ma \tag{4.14}$$

Traductoarele seismice pot fi destinate să măsoare deplasarea particulei, viteza sau accelerația mișcării particulei. Prin urmare, din acest punct de vedere, există trei tipuri principale de traductoare.

Traductorul de deplasare. Pentru acest tip de traductor, forța de acționare F este reprezentată de deplasarea u, iar deviația trasei A_u de pe înregistrare este proporțională cu deplasarea x, adică

$$A_u=k_u x \tag{4.15}$$

unde k_u este constanta de proporționalitate.

Ținînd seamă de (4.11), (4.13) și (4.14), relația (4.15) devine

$$A_u=\frac{k_u u\cos(\omega t-\Phi)}{[4(r/r_c)^2(\omega_0/\omega)^2+(\omega_0^2/\omega^2-1)^2]^{1/2}}. \tag{4.16}$$

Din relația (4.16) rezultă în mod evident că, pe măsură ce frecvența (pulsația) de acționare descrește de la ω_0 la zero, amplitudinea trasei descrește către zero și că, pentru frecvențe de acționare mari în comparație cu ω_0, amplitudinea trasei este proporțională cu deplasarea de acționare, iar constanta k_u devine constantă de amplificare a traductorului. Astfel, un traductor de deplasare ideal are o frecvență de rezonanță joasă care cere o constantă k (a arcului) mică și o masă m mare, iar gama de frecvențe de lucru utile este deasupra frecvenței de rezonanță. În figura 4.2 sînt prezentate curbe de răspuns teoretice pentru un traductor de deplasare.

Scanned with OKEN Scanner

Traductorul de viteză. În acest caz, forța de acționare F este reprezentată de viteza v a particulei, iar deviația trasei este proporțională cu derivata deplasării x, adică

$$A_v = k_v \frac{dx}{dt}, \tag{4.17}$$

unde k_v este constanta de proporționalitate.

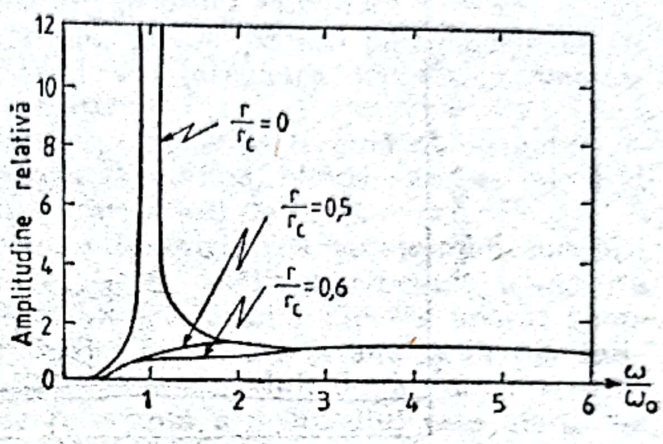


Fig. 4.2. Curbe de răspuns ale traductorului seismic pentru deplasare și ale celui pentru viteză a particulei.

Ținînd seama de (4.11), (4.13) și (4.14), relația (4.17) devine

$$A_v = -\frac{k_v v \sin(\omega t - \Phi)}{\left[4\left(\frac{r}{r_c}\right)^2\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2\right]^{1/2}} \tag{4.18}$$

Relația (4.18) arată că, pe măsură ce frecvența de acționare descrește de la ω_0 la zero, deviația trasei descrește către zero, iar cînd frecvența de acționare este mare în comparație cu frecvența de rezonanță, amplitudinea trasei devine proporțională cu viteza de acționare și constanta de proporționalitate k_v devine constantă de amplificare a traductorului. Astfel, curbele de răspuns teoretice ale traductorului de viteză sînt identice cu acelea ale traductorului de deplasare date în figura 4.2. Prin urmare, un traductor de viteză ideal are o frecvență de rezonanță joasă, care implică o constantă k mică și o masă m mare, iar gama de frecvențe de lucru utile se află deasupra frecvenței de rezonanță a sistemului.

Traductorul de accelerație. Pentru acest tip de traductor, forța de acționare F este reprezentată de accelerația a, iar deviația trasei de pe înregistrare este proporțională cu deplasarea x. Astfel

$$A_a = k_a x, \tag{4.19}$$

unde k_a este constantă de proporționalitate.

Ținînd seama de (4.9), (4.11), (4.13) și (4.14), relația (4.19) devine

$$A_a = \frac{k_a a \frac{m}{k} \cos(\omega t - \Phi)}{\left[4\left(\frac{r}{r_c}\right)^2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2\right]^{1/2}}, \tag{4.20}$$

Din relația (4.20) rezultă că, pe măsură ce ω crește deasupra lui ω_0, deviația trasei descrește către zero și, pe măsură ce ω descrește de la ω_0

Scanned with OKEN Scanner

către zero, deviația trasei devine proporțională cu accelerația de acționare. Amplificarea traductorului este $(k_a m)/k$. În figura 4.3 sînt prezentate curbe de răspuns teoretice pentru un traductor de accelerație. Se observă că un asemenea traductor are o frecvență de rezonanță înaltă, care cere o constantă k mare și o masă m mică, iar gama de frecvențe de lucru utile este sub frecvența de rezonanță a sistemului.

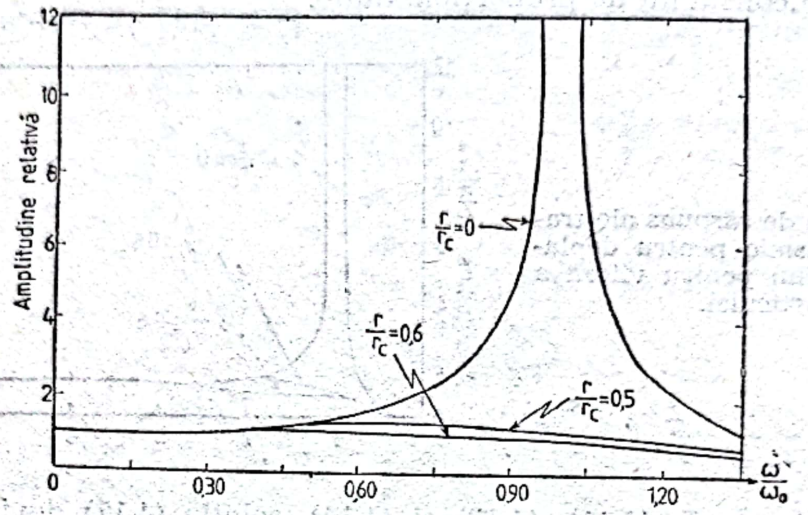


Fig. 4.3. Curbe de răspuns ale traductorului seismic pentru accelerația mișcării particulei.

4.1.2. Descriere sumară a aparaturii

Aparatura portabilă tipică de înregistrare a deplasării solului constă dintr-o carcasă rigidă (cu un suport și șuruburi de reglare a poziției), care conține un dispozitiv de marcare a timpului, un sistem de înregistrare și trei penduli care au axele reciproc perpendiculare și orientate astfel încît mișcarea unuia este verticală, iar a celorlalte două orizontală. Mișcările maselor inerte ale pendulilor sînt indicate de deviația fasciculelor de lumină ce cad pe o bandă de hîrtie fotografică. Fasciculele de lumină sînt deviate de oglinzi atașate la brațele pendulilor. Deplasarea este amplificată optic și mecanic, astfel încît deviația fasciculului de lumină pe banda de hîrtie este de la cîteva zeci de ori la cîteva sute de ori mai mare decît mișcarea carcasei. Răspunsul seismografului de deplasare este descris de ecuația (4.16). Frecvența de rezonanță este joasă (1÷4 Hz) și deviația trasei este proporțională cu deplasarea. Gama dinamică a aparatului este definită ca fiind raportul dintre deviația utilizabilă cea mai mare a trasei și deviația cea mai mică (care poate fi măsurată) a trasei. Gama dinamică este limitată de alunecarea sau înclinarea aparatului și de lățimea trasei de pe banda de înregistrare. Întrucît amplificarea acestor aparate este fixă, gama dinamică este limitată la aproximativ 20. Astfel, un seismograf cu o deviație minimă a trasei de 0,1 cm și o amplificare de 100 ar fi capabil să măsoare deplasări ce variază de la 0,001 cm la 0,02 cm, la frecvențe ce variază de la 5 la 40 Hz.

Aparatura portabilă tipică pentru înregistrarea vitezei particulei constă din două unități. Cele trei traductoare ortogonale se află într-o carcasă; amplificatoarele electronice, bateriile, o sursă de lumină, un marcator de timp, galvanometrele și o cameră de înregistrare se află într-o altă car-

Scanned with OKEN Scanner

casă. Carcasa care conține traductoarele este astfel construită încît să poată fi cuplată ferm cu solul sau cu oricare alt loc unde se amplasează seismograful. Cele trei traductoare măsoară componentele orizontale și verticală ale vitezei particulei. Fiecare traductor poate fi reprezentat de un sistem cu masă, resort și amortizor al cărui răspuns este descris de ecuația (4.18). Frecvența de rezonanță a aparatului este joasă, de obicei între 2 și 5 Hz. Astfel, masa sistemului este mare și arcul este moale. Întrucît amplificarea seismografului este variabilă și depinde de circuitele electronice, gama dinamică a seismografului este mare.

Prin folosirea de circuite electronice stabile, viteza particulei poate fi înregistrată direct sau integrată pentru a înregistra deplasarea, sau diferențiată pentru a înregistra accelerația.

Camera de înregistrare primește spoturile de lumină de la galvanometre pe o bandă de hîrtie sensibilă la lumină, bandă care se mișcă și pe care este marcat timpul de către marcatorul de timp.

Aparatura portabilă tipică pentru înregistrarea accelerației mișcării particulei conține trei aparate care pot fi poziționate pentru a măsura componentele orizontale și verticală ale accelerației. Fiecare aparat poate fi modelat printr-un sistem compus din masă, arc și amortizor, iar ieșirea lui este proporțională cu deplasarea aparatului, după cum este arătat de relația (4.20). Frecvența de rezonanță a aparatului este înaltă, de obicei de 10 la 100 ori frecvența măsurată. Astfel, masa m este mică, iar constanta arcului este mare.

Există două tipuri generale de sisteme de înregistrare. Pot fi folosite circuite electronice convenabile pentru a forma un instrument de măsură care să indice numai maximul vectorului acceleratie de la ieșirea aparatelor, în unități g (gravitatea standard), sau, folosind o sursă de lumină și galvanometre, poate fi efectuată înregistrarea pe bandă de hîrtie fotosensibilă, în mișcare. Al doilea sistem redă forma oscilației, în timp ce primul indică numai vîrful (maximul) accelerației. Aparatele (traductoarele) pot fi luate din carcasă și atașate la un suport care nu este supus acelorași limitări ale accelerației ca seismograful de deplasări.

Întrucît amplificarea la această categorie de seismografe este variabilă, gama dinamică este largă și este limitată de răspunsul neliniar al circuitelor electronice, cablurilor etc. Aceste seismografe au o gamă de frecvențe de lucru utile de la aproximativ 2 la 250 Hz.

Măsurătorile cu cele trei tipuri de seismometre (deplasometre, vitezometre, accelerometre) se fac de obicei în sol, aproape de construcție și nu în construcție, pentru a evita efectele introduse de marea varietate de construcții care răspund diferit la mișcarea solului. Numai în cazul unor lucrări mai speciale se fac înregistrări și în interiorul construcțiilor.

În aproape toate studiile de efect seismic al exploziilor asupra construcțiilor este obligatoriu să se facă măsurători pe trei componente ortogonale. Una din componente este verticală și celelalte două orizontale. Se recomandă ca seismometrele orizontale să fie astfel instalate încît unul să înregistreze componenta radială a mișcării, iar celălalt componenta transversală pe direcția epicentrul exploziei — punct de măsură.

Aparatura folosită trebuie să acopere intervalul de amplitudini ale mișcării, fără a intra în domeniul neliniar de funcționare, iar precizia și sensibilitatea ei trebuie să fie adecvate domeniului de amplitudini al fenomenului cercetat. Viteza de deplasare a benzii de înregistrare (magnetică, pe hîrtie fotografică etc.) trebuie să fie suficient de mare pentru a permite analiza unor componente de frecvență chiar mai mare de 50 Hz.

Scanned with OKEN Scanner

Se recomandă utilizarea înregistrării pe bandă magnetică datorită calității ridicate a acestei înregistrări și posibilităților mult sporite de prelucrare automată a datelor.

La amplasarea în teren a seismometrelor se vor alege puncte cît mai reprezentative pentru scopul cercetării întreprinse și se vor evita „lentilele" de teren cu caracteristici mult diferite de cele ale majorității rocilor din zona studiată. Se vor evita, de asemenea, accidentele de teren unde este de așteptat să apară perturbații ale mișcării terenului nereprezentative pentru aria pe care se află construcții sau pe care urmează să se construiască. Măsurătorile pe asemenea „lentile" de teren sau în zone cu accidente de teren se fac, evident, numai cînd se cere cercetarea specială a unor asemenea cazuri.

La alegerea punctelor de măsurare se va căuta ca distribuția acestora să permită efectuarea unui studiu cît mai complex, din care să nu lipsească date privind variația parametrilor măsurați cu distanța și cu direcția față de locul exploziilor.

4.1.3. Stabilitatea seismografelor

Un seismograf, care este așezat pe sol ori pe podeaua sau pe plafonul unei construcții, poate da înregistrări false dacă instrumentul alunecă sau se înclină. Nivelul de vibrație la care apare instabilitatea este determinat de frecarea dintre picioarele aparatului și suprafața de susținere, de distanța dintre picioare și de distribuția de masă de deasupra lor.

Mișcările corpului rigid al seismografului portabil au fost studiate teoretic de *Duvall* (1961). Prima condiție de echilibru dinamic este aceea conform căreia nu trebuie să aibă loc nici o rotație a seismografului în jurul axei verticale.

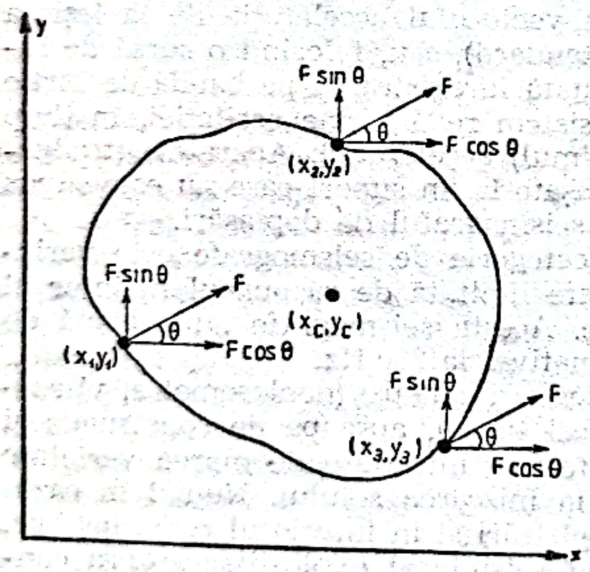


Fig. 4.4. Schiță explicativă pentru problema stabilității seismografelor.

În figura 4.4 este prezentat un sistem de coordonate care conține o placă asupra căreia acționează forța F în trei puncte (x_1, y_1), (x_2, y_2) și (x_3, y_3), cu un unghi θ față de axa x. Centrul de greutate este în punctul (x_c, y_c). Dacă nu există nici o rotație în jurul unei axe verticale, suma momentelor în jurul centrului de greutate trebuie să fie zero, adică

$$(y_c-y_1)F\cos\theta+(y_c-y_2)F\cos\theta+(y_c-y_3)F\cos\theta+(x_c-x_1)F\sin\theta+(x_c-x_2)F\sin\theta+(x_c-x_3)F\sin\theta=0. \quad (4.21)$$

Dacă ecuația (4.21) este adevărată pentru toate valorile lui θ, suma coeficienților lui $\cos\theta$ și $\sin\theta$ trebuie să fie zero. Prin urmare

$$x_c=\frac{x_1+x_2+x_3}{3} \quad \text{și} \quad y_c=\frac{y_1+y_2+y_3}{3} \quad (4.22)$$

Astfel, condiția ca să nu existe nici o rotație în jurul unei axe verticale este ca centrul de greutate al seismografului să fie localizat în centroidul picioarelor aparatului.

Scanned with OKEN Scanner

Dacă centrul de greutate al seismografului a fost localizat în centroidul și în planul picioarelor, rotația aparatului în jurul unei axe orizontale ar respecta același tip de soluție. Totuși, seismografele portabile au centrul de greutate localizat la o distanță deasupra planului picioarelor. Această configurație este prezentată în figura 4.5.

Picioarele seismografului sînt localizate în punctele A, B și C, iar punctul O este centroidul triunghiului ABC. Întrucît, în mod normal, înclinarea va apărea prin ridicarea unuia din picioare, axa de rotație va fi de-a lungul liniilor dintre două din picioare. Pentru comoditate, a fost aleasă axă de rotație linia AB. Centrul de greutate al seismografului se află deasupra planului picioarelor, în punctul G.

O mișcare a suprafeței într-o direcție normală la linia AB va cauza o forță ce va accelera masa. Această forță va fi astfel distribuită încît fiecare picior va contribui cu o treime la forța acceleratoare orizontală totală ma_h, unde m este masa instrumentului și a_h este accelerația orizontală. Forța de inerție care opune rezistență forței motrice este atunci egală cu aceasta și opusă ca direcție. O a doua forță, mg, datorată gravitației care acționează asupra masei m, este îndreptată în jos.

Condiția ca să nu existe rotație în jurul axei AB este ca momentul forței ma_h să fie mai mic decît momentul forței mg, adică

$$\overline{DG}ma_h \cos\theta \leqslant \overline{DG}mg \sin\theta \tag{4.23}$$

sau

$$a_h \leqslant g \operatorname{tg}\theta$$

Alunecării unui seismograf i se opune forța de frecare dintre picioare și suprafața pe care este amplasat aparatul. Această forță de frecare este dependentă de coeficientul de frecare μ și de masa m. Condiția ca să nu apară alunecare este ca forța de inerție să nu depășească forța de frecare, adică

$$ma_h \leqslant \mu mg \tag{4.24}$$

Întrucît coeficientul de frecare este de obicei mai mic decît unitatea, rezultă că alunecarea poate să apară la accelerații mai mici decît 1 g. Cînd seismograful este supus unei mișcări vibratorii, forța verticală F_v poate fi considerată ca fiind oscilatorie în jurul unei valori constante

$$F_v = mg + ma_v \sin \omega t$$

unde a_v este accelerația verticală.

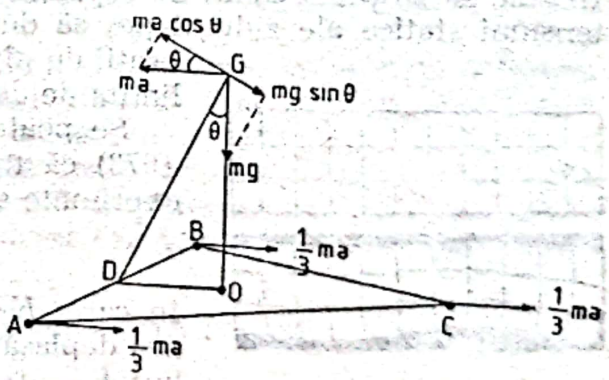


Fig. 4.5. Altă schiță explicativă pentru problema stabilității seismografelor.

Prin urmare, forța verticală minimă este

$$F_{v,\,min} = m(g - a_v) \tag{4.25}$$

Din relațiile (4.24) și (4.25) rezultă că accelerația orizontală maximă înaintea apariției alunecării este

$$a_{h,\,max} \leqslant \mu(g - a_v) \tag{4.26}$$

Relația (4.26) arată că nu pot fi măsurate accelerații orizontale de 1 g cu un seismograf amplasat simplu pe o suprafață și supus unei mișcări

Scanned with OKEN Scanner

vibratorii. Accelerații mai mari de 1 g vor putea fi măsurate numai dacă seismograful este încărcat (îngreunat) elastic cu o forță verticală adițională.

4.2. Tipuri de deteriorări ce pot fi produse de explozii asupra construcțiilor. Criterii de deteriorare

După pericolul pe care-l pot genera, deteriorările pot fi împărțite în două grupe: deteriorări *arhitecturale* și deteriorări *structurale*. Cele arhitecturale sînt superficiale și nu afectează structura de rezistență a construcției. Cele structurale se manifestă în elementele esențiale ale construcției, elemente de care depinde stabilitatea ei și, de asemenea, siguranța ocupanților ei. Evident, nivelul vibrațiilor care pot conduce la deteriorări arhitecturale este mult mai jos decît cel ce provoacă deteriorări structurale. Fenomenul de rezonanță poate cauza grave deteriorări, chiar și la niveluri joase ale vibrației.

Deteriorările structurale sînt strîns legate de răspunsul structurii la vibrația solului, răspuns care este determinat de funcția ei de transfer și de cea a sistemului reprezentat de cuplajul structură-teren.

Un element, de exemplu un zid (un perete), al unei construcții poate fi deformat în diferite feluri cînd fundațiile sînt expuse la vibrații. Relația dintre frecvența proprie f_0 a zidului respectiv și frecvența f a vibrațiilor este unul din factorii decisivi în ceea ce privește deformarea zidului. Deteriorarea poate fi cauzată de acțiunea de întindere sau compresiune, de forfecare și de încovoiere. Legătura dintre aceste mărimi și acelea ale vibrațiilor terenului este determinată în primul rînd de proprietățile elastice care caracterizează zidul (fig. 4.6). În paralel cu aceasta, trebuie să se țină seama de faptul că neregularitățile locale și starea de tensiuni statice ale zidului pot să determine deteriorarea acestuia la vibrații de niveluri mai mici, adică pot să coboare limita de deteriorare.

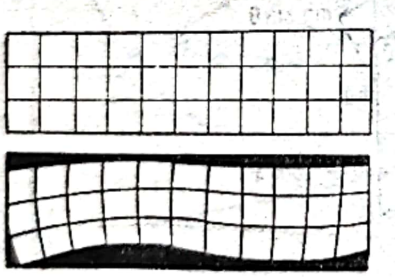


Fig. 4.6. Efecte ale stresurilor de compresiune, forfecare și încovoiere produse de unde seismice asupra unui zid.

Se poate admite (Langefors și Kihlström, 1973) că toate criteriile de deteriorare pot fi exprimate sub forma generală

$$D(\alpha, \beta, \gamma) = K_D A f^{\alpha} c^{-\beta} f_0^{-\gamma} \qquad (4.27)$$

în care: K_D este o constantă; A — amplitudinea deplasării orizontale sau verticale a terenului; f — frecvența oscilației, asociată deplasării A; c — un factor care depinde de lungimea de-a lungul căreia este distribuită deformarea, el poate fi reprezentat de viteza de propagare a undelor seismice prin teren sau prin structura (construcția) în cauză.

Problema care se pune este, deci, să se determine, în primul rînd, valorile mărimilor α, β și γ care se aplică în diferite condiții, adică să se demonstreze legăturile care există în mod calitativ. Pentru aplicația practică, este necesar, în plus, să se determine prin experiențe mărimea lui D corespunzătoare unui risc de deteriorare dat.

Scanned with OKEN Scanner

Sînt cazuri cînd frecvența f_0 nu intervine sau intervine foarte puțin ca factor și atunci $\gamma \simeq 0$, iar criteriul de deteriorare are forma

$$D(\alpha, \beta, 0) = K_D A f^{\alpha} c^{-\beta} \tag{4.28}$$

Ținînd seama de dificultățile care există la determinarea vitezelor de propagare c în fiecare caz individual, la examinarea rezultatelor practice se face adesea o comparație numai între influențele lui A și f. Dacă nici frecvența f_0 nu este inclusă, criteriul de deteriorare devine

$$D(\alpha, 0, 0) = K_D A f^{\alpha} \tag{4.29}$$

4.2.1. Compresiune-întindere

La o vibrație verticală a cărei frecvență este mai mică decît frecvența f_0 ($f/f_0 < 1$), zidul se mișcă cu o accelerație constantă a de-a lungul întregii lui înălțimi. Întinderea maximă produsă în zid este

$$D = \varepsilon = \rho H a / Y \tag{4.30}$$

unde: ρ este densitatea zidului; Y — modulul său de elasticitate (modulul lui Young); H — înălțimea zidului; a — accelerația, $a = 4\pi^2 f^2 A$.

Dacă ținem seama că viteza c este

$$c \approx \sqrt{Y/\rho}$$

iar frecvența proprie a zidului are forma

$$f_0 = \frac{c}{4H},$$

rezultă

$$\varepsilon = \pi^2 f^2 A / f_0 c \tag{4.31}$$

În acest caz, criteriul de deteriorare este de forma $D(2, 1, 1)$, adică $\alpha = 2$; $\beta = 1$; $\gamma = 1$.

Cînd frecvența vibrațiilor este mult mai mare decît frecvența naturală a zidului ($f/f_0 > 1$), terenul are atunci timp să facă una sau mai multe vibrații complete înainte ca unda de compresie să ajungă la partea superioară a zidului. Cînd terenul se mișcă vertical cu mărimea dz în timpul dt, mărimea dz este distribuită sub formă de întindere sau compresie de-a lungul lui cdt al zidului (c fiind în acest caz viteza undei în zid). Întinderea sau compresia relativă va fi

$$D = \varepsilon = dz/cdt = v/c = 2\pi f A/c \tag{4.32}$$

În relația (4.32) s-a notat

$$dz/dt = v = 2\pi f A,$$

unde v este viteza de mișcare a particulelor.

Se observă că criteriul de deteriorare (4.32) este de forma $D(1, 1, 0)$, adică $\alpha = 1$; $\beta = 1$; $\gamma = 0$.

Criteriul de deteriorare își schimbă deci caracterul în funcție de raportul f/f_0. Pentru mai multă claritate, prezentăm în figura 4.7 relația dintre ε și f/f_0. În zona $f/f_0 = 1$ se obține un maxim de rezonanță (nereprezentat în fig. 4.7) care, în funcție de condițiile de amortizare în zid, poate da valori de întindere ε mult deasupra liniilor întrerupte din figura 4.7.

Scanned with OKEN Scanner

Liniile reprezentate în figura 4.7 sînt valabile pentru $v=50$; 100 și 200 mm/s și $c=2\,500$ m/s.

Pentru a putea corela datele cu frecvența proprie a zidului, dăm diagrama din figura 4.8, în care este reprezentată frecvența f_0 în funcție de înălțimea H a zidului, pentru cîteva valori ale vitezei de propagare a vibrației în zid.

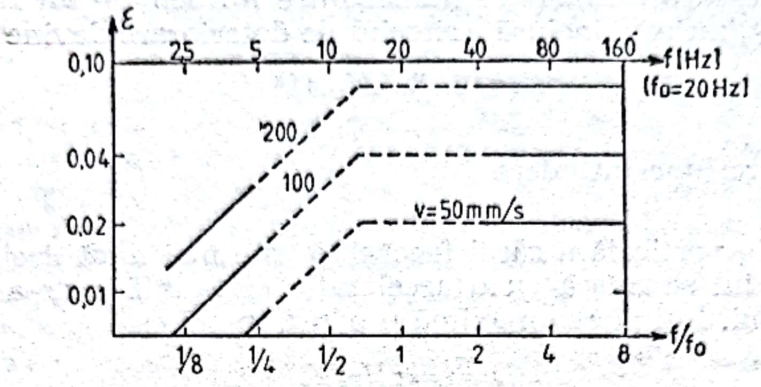


Fig. 4.7. Relația dintre compresiunea sau întinderea ε și raportul frecvențelor f/f_0.

Componenta orizontală a vibrațiilor solului dă de asemenea compresiune-întindere în zid. Pentru o undă care se propagă în direcția longitudinală a zidului cu viteza c, se aplică aceeași discuție ca pentru cazul precedent. Adică și în acest caz criteriul de deteriorare are forma $D(1, 1, 0)$.

4.2.2. Forfecare

O undă transversală sau una de suprafață care se propagă cu viteza c de-a lungul solului induce vibrații verticale care cauzează stresuri de forfecare în porțiuni mai mici. Este evident că un astfel de efect depinde de frecvența f, amplitudinea deplasării A și de viteza undei, astfel încît forfecarea crește proporțional cu A și f și invers proporțional cu c. Unghiul de forfecare este

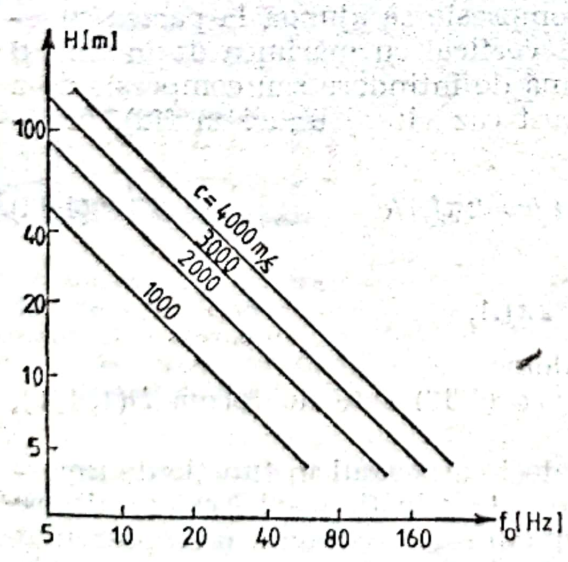


Fig. 4.8. Relația dintre înălțimea H a zidului și frecvența f_0.

$$D=\gamma=\frac{dz}{dr}=\frac{dz}{dt}\cdot\frac{dt}{dr}=\frac{v}{c}=2\pi fA/c \tag{4.33}$$

unde r este direcția de propagare a vibrației.

După cum arată (4.33), criteriul de deteriorare este tot de forma D (1, 1, 0).

Trebuie subliniat faptul că maximum de forfecare este dat de undele de suprafață, în timp ce întinderea maximă este dată în special de unda de compresie.

Scanned with OKEN Scanner

4.2.3. Încovoiere

Independent de efectele menționate mai sus, vibrațiile verticale pot cauza încovoierea zidului, care dă naștere unei întinderi și compresii în partea superioară a zidului. Valoarea maximă este dată de

$$D=\delta=H\frac{d^2z}{dr^2}=Ha/c^2=4\pi^2Hf^2A/c^2 \qquad (4.34)$$

După cum se observă, acest criteriu de deteriorare este de tipul $D(2, 2, 0)$.

Vibrațiile orizontale paralele cu zidul ca și cele perpendiculare pe zid pot da de asemenea efecte de încovoiere. Fără a mai intra în detalii pentru aceste tipuri de mișcări, menționăm că criteriile de deteriorare sînt tot de forma $D(2, 2, 0)$, ca și cel exprimat de (4.34).

Deși în analiza calitativă făcută mai sus au fost luate în special exemple care presupun vibrații verticale, trebuie menționat că, în general, construcțiile sînt mai sensibile la componentele orizontale ale vibrațiilor decît la cele verticale. S-a arătat însă mai sus că criteriile de deteriorare în cazul componentei orizontale nu diferă de cele din cazul componentei verticale.

4.2.4. Efecte locale

Tipurile de deformări discutate mai sus pot desigur să fie amplificate de suprapunerea tensiunilor locale staționare deja existente în zid. Aceasta arată că limita de deteriorare poate să fie redusă cu o anumită mărime, însă expresiile menționate mai sus pentru criteriul D pot să rămînă valabile, în sensul că, pentru un caz real, o eliberare de tensiuni prin fisurare are loc dacă viteza particulei ajunge la o valoare dată (cînd această viteză este realizată de valori mari ale lui A și f). Limita de deteriorare depinde, deci, în mare măsură, de starea reală a construcției. Aici trebuie să se țină seama de faptul că fisurile în construcție pot să se dezvolte normal chiar fără să fie nevoie a fi influențate de vibrațiile terenului. Cînd o construcție se află într-o asemenea situație, chiar vibrații nesemnificative pot cauza fisuri.

Întrucît structura de rezistență a unei construcții se află permanent într-o stare de tensiune datorită unor cauze diferite ca: variații de presiune, temperatură, umiditate, tasări diferențiate ale fundației, sarcină gravitațională sau eoliană, greșeli de proiectare sau execuție etc., este posibil ca o mișcare vibratorie bruscă să declanșeze un defect, de exemplu o fisură în tencuială sau chiar o fisură într-un zid. Declanșarea unei deteriorări poate fi, de asemenea, rezultatul unui proces de „oboseală" a construcției datorită fie vechimii ei prea mari, fie, mai ales, supunerii ei la perturbații continue sau des repetate. Odată ce un defect a apărut, repetarea vibrațiilor poate cauza creșterea acestuia, făcîndu-l din ce în ce mai periculos.

Din măsurătorile care se fac se găsește adesea că există variații mari ale intensității vibrațiilor într-una și aceeași construcție, chiar dacă măsurătoarea este executată în fundații. Explicația constă în faptul că fundațiile nu sînt în contact cu un corp uniform de rocă sau în faptul că numai o parte a fundațiilor stau pe roca „vie". De asemenea, găurile și fisurile din rocă pot atenua efectul vibrațiilor în anumite secțiuni. În astfel de

Scanned with OKEN Scanner

cazuri pot apărea diferențe de amplitudine sau de fază în cadrul unei aceleiași secțiuni a construcției, ceea ce conduce la apariția de deformări locale (fig. 4.9 — după Langefors și Kihlström, 1973) care pot depăși mult pe cele calculate numai din mărimile ce caracterizează undele seismice. Un astfel de caz a dat naștere la forfecarea pronunțată arătată în figura 4.9, *a*. Figura 4.9, *b* prezintă un caz în care tensiunile existente dinainte în zid au fost eliberate prin fisuri.

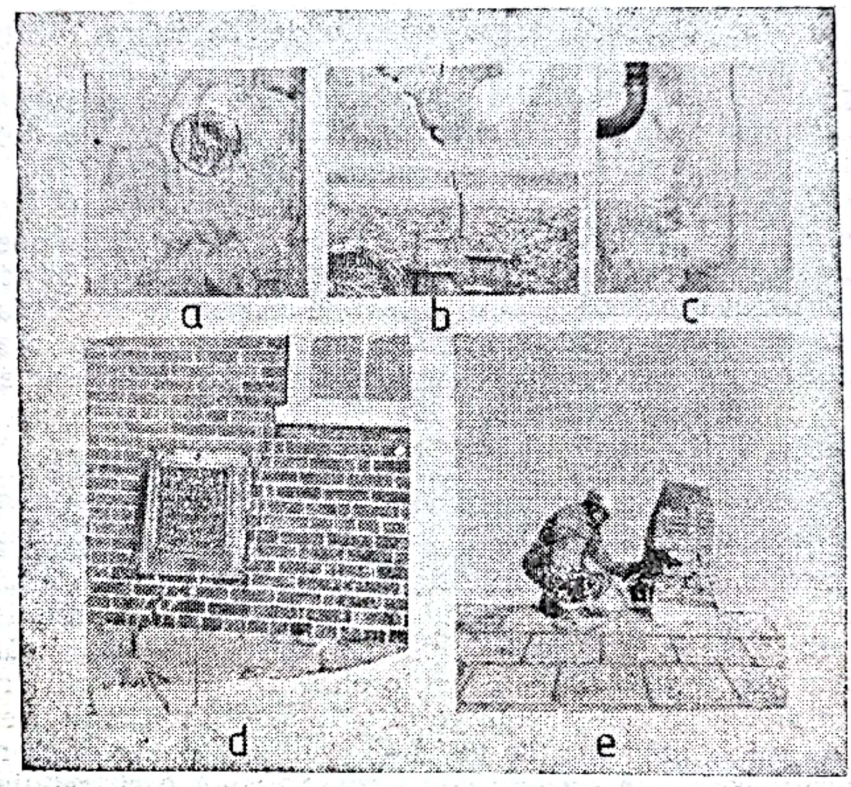


Fig. 4.9. Fisuri cauzate de vibrații ale solului generate de explozii.

Încă un caz datorat efectelor locale este ilustrat de figura 4.9, *c*. Aici cauza fisurării este de căutat într-o amplitudine sau diferență de fază limitate local, de-a lungul unei linii din construcție (din clădire). Astfel de diferențe pot să apară de asemenea chiar într-o fundație omogenă cînd condițiile privind propagarea undelor în două sectoare adiacente diferă. Alt exemplu de acest tip este fisurarea care apare adesea aproape de un coș de fum (fig. 4.9, *e*), în articulațiile din apropierea burlanelor și unde se întîlnesc materiale diferite.

Un exemplu tipic este fisurarea care are loc imediat dedesubtul ferestrelor și deschiderilor dintr-un zid. Unda seismică trecînd prin tot cuprinsul construcției este reflectată pe deschideri și, în acest fel, diferitele părți adiacente ale construcției vor avea diferite tipuri de mișcare. În cazul undelor de forfecare poate apărea o concentrare a deformării între ferestre și deschideri (fig. 4.9, *d*).

Deteriorările în aceste cazuri sînt proporționale cu amplitudinea deplasării și frecvența și invers proporționale cu viteza de propagare *c*. Adică, deteriorarea în astfel de cazuri este legată de *Af* și *Af/c*, precum și de factori care depind de construcție.

Scanned with OKEN Scanner

Se observă că, în cele mai multe cazuri analizate teoretic mai sus, criteriul de deteriorare este de forma $D(1, 1, 0)$ sau $D(1, 0, 0)$. Aceasta dovedește că viteza particulei reprezintă cel mai bun criteriu pentru evaluarea probabilității ca o vibrație să cauzeze deteriorări unei construcții. Rămîne de văzut în cele ce urmează care este concluzia (în această problemă) ce se desprinde din datele de măsurători.

4.3. Evaluarea cantitativă a nivelului vibrațiilor produse de explozii. Niveluri admisibile de vibrație

Unul din obiectivele majore ale cercetării efectului seismic al exploziilor asupra construcțiilor este reprezentat de stabilirea de criterii de deteriorare sigure și de nivelurile admisibile de vibrație, pentru diferite grade de deteriorări.

Parametrii dinamici principali care caracterizează vibrațiile seismice produse de explozii sînt: deplasarea particulei, viteza și accelerația mișcării particulei și frecvența oscilației. În acest subcapitol prezentăm criterii de evaluare a efectului seismic, bazate pe folosirea acestor parametri, precum și pe utilizarea altor parametri dinamici (energia, energia relativă etc.). Două din paragrafe se ocupă cu evaluarea efectului seismic al undelor de șoc produse de exploziile din aer și din apă, iar un alt paragraf de reacția oamenilor la vibrațiile generate de explozii.

4.3.1. Evaluarea efectului seismic prin mărimea deplasării particulei

În cele ce urmează sînt luate în considerare rezultatele obținute de *Thoenen* și *Windes* (1942), *Langefors et al.* (1958), *Edwards* și *Northwood* (1960), *Langefors* și *Kihlström* (1963), *Nicholls et al.* (1971), I.C.I. (1972) și *Buzdugan et al.* (1976).

Investigațiile făcute de Biroul de Mine american (Thoenen și Windes, 1942; Nicholls et al., 1971) au folosit seismometre de deplasare orizontale și verticale, astfel ca mișcarea să fie măsurată după trei direcții ortogonale la fiecare stație. Semnalele de la ieșirea a 12 seismometre au fost înregistrate simultan de un oscilograf cu 12 canale. Au fost înregistrate vibrațiile produse de un număr mare de explozii în cariere. Foarte dificilă a fost alegerea clădirilor potrivite din toate punctele de vedere pentru determinarea deteriorărilor produse de explozii. Au fost testate 14 clădiri de locuit din apropierea carierelor, clădiri cu 1—3 etaje, construite din cadre, cărămidă sau piatră. S-au executat înregistrări ale undelor generate de explozii din mai multe cariere, precum și ale vibrațiilor produse prin vibrarea clădirilor sau prin vibrarea individuală a unor elemente ale clădirilor (pereți, planșee etc.).

Pentru a lega amplitudinile și frecvențele vibrațiilor de deteriorările observate au fost propuse următoarele trei grade de deteriorare bazate pe gradul de avariere a tencuielii:

1) deteriorare majoră (căderea tencuielii, grave fisurări cu indicii de avarie structurală);

Scanned with OKEN Scanner

- 2) deteriorare minoră (fisuri fine în tencuială, deschiderea fisurilor vechi);

3) fără deteriorări.

În construcţia modernă de ziduri uscate, indicii de deteriorare asemănătoare ar putea fi observate în special la încheieturi şi colţuri.

Trebuie, de asemenea, să se ţină seama că şi alţi factori (cum ar fi „îmbătrînirea", tasarea şi contracţia) pot să conducă la avarii asemănătoare cu cele de la punctele 1 şi 2 de mai sus.

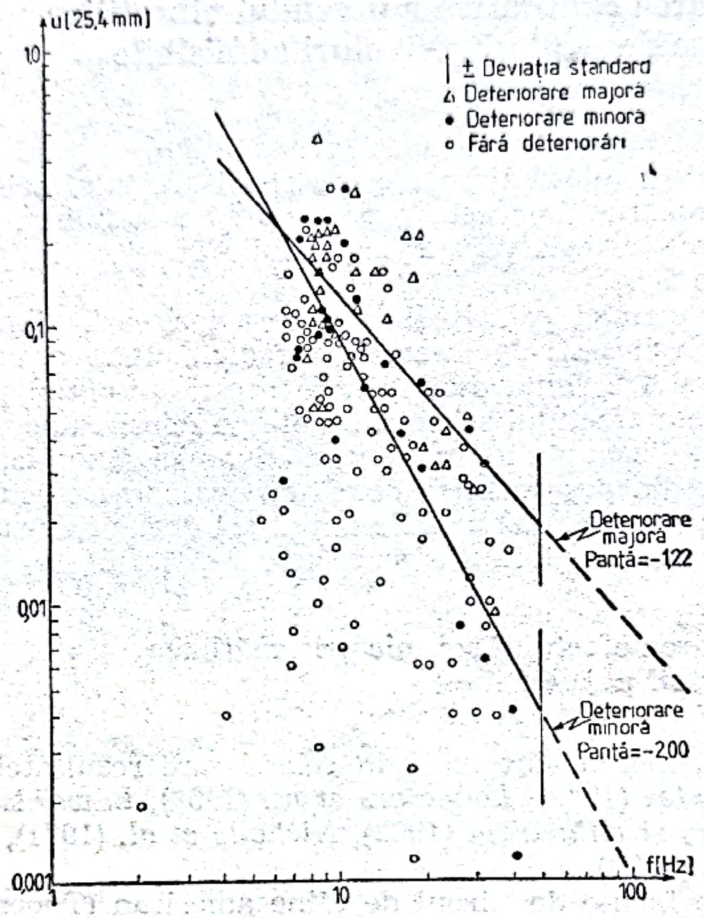


Fig. 4.10. Date privind amplitudinea maximă a deplasării în funcţie de frecvenţa oscilaţiei.

Datele de amplitudine a deplasării *u* în funcţie de frecvenţă, pentru cele trei grade de deteriorări observate, sînt prezentate în figura 4.10.

Langefors et al. (1958, 1963) au făcut studii privind relaţia dintre deteriorări şi vibraţiile terenului provenite de la explozii apropiate. Datele au fost obţinute în timpul lucrărilor de reconstrucţie din Stockholm, care au necesitat folosirea explozivilor în apropierea clădirilor. Amplitudinea vibraţiilor s-a atenuat foarte puţin cu distanţa, întrucît atît locul exploziilor cît şi fundaţiile clădirilor s-au aflat în roca „vie". Aceasta, se pare, a impus folosirea de încărcături mici. Totuşi, au fost folosite şi explozii mari pentru a îmbunătăţi economia lucrării. Adică, a fost adoptat principiul folosirii exploziilor relativ mari, care au condus la deteriorări ce au putut fi remediate prin reparaţii la preţuri convenabile. Acest procedeu a permis investigatorilor să înregistreze şi să analizeze o mare cantitate de date privind deteriorarea clădirilor de către explozii.

Scanned with OKEN Scanner

Înregistrarea vibrațiilor a fost făcută în și lîngă clădiri. Aparatele (traductoarele) au fost îngreunate sau legate strîns de suprafața-suport cînd au fost de așteptat accelerații mai mari de 1 g.

Inițial a fost propusă o clasificare a deteriorărilor asemănătoare cu aceea folosită de Biroul de Mine american, însă cu patru grade de deteriorare.

Datele obținute de la mai mult de 100 de teste sînt prezentate în figura 4.11 în care, în scopul comparării, a fost folosită tot clasificarea Biroului de Mine cu trei grade de deteriorare.

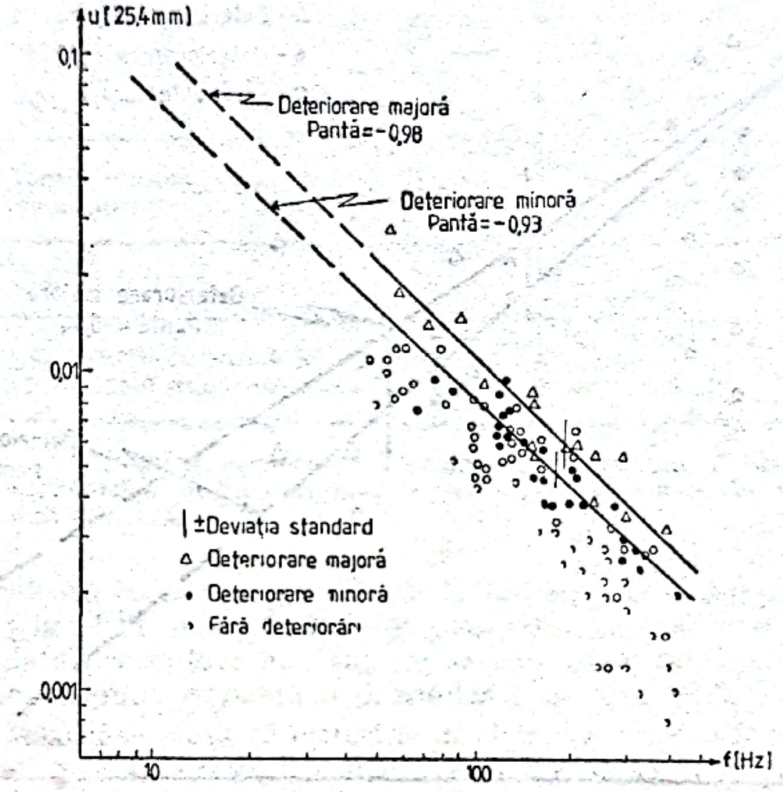


Fig. 4.11. Alte date privind amplitudinea maximă a deplasării în funcție de frecvența oscilației.

Edwards și Northwood (1960) au efectuat o serie de teste privind efectele unor explozii controlate asupra unor clădiri de locuit (în număr de 6). Clădirile alese pentru studiu au fost vechi, dar în bune condiții, construite din cadre sau cărămidă pe fundații grele din zidărie de piatră. În contrast cu testele din Suedia, în care clădirile au fost amplasate pe rocă vie, trei din clădiri au fost pe un material moale de argilă nisipoasă și trei au fost pe un teren eratic bine consolidat.

Pentru a determina care este cel mai bun criteriu de deteriorare, au fost măsurate toate cele trei mărimi, adică deplasarea, viteza particulei și accelerația. Aparatura a inclus, deci, deplasometre, vitezometre și accelerometre, care au fost instalate în sau lîngă clădiri. Datele privind relația dintre deplasare, frecvență și deteriorări sînt prezentate în figura 4.12.

După cum se observă, figurile 4.10—4.12 conțin grafice cu ajutorul cărora poate fi evaluat efectul seismic al exploziilor asupra clădirilor de locuit în funcție de mărimea deplasării particulelor terenului și de frecvență.

Scanned with OKEN Scanner

Alte rezultate sînt cele obținute de I.C.I. (1972) (tabelul 4.1), care sînt valabile în domeniul de frecvențe 3—40 Hz și se referă la mai multe tipuri de construcții.

Buzdugan et al. (1976) prezintă niveluri admisibile ale deplasării în funcție de frecvența vibrațiilor (tabelul 4.2), în vederea prevenirii apariției fisurilor în construcții.

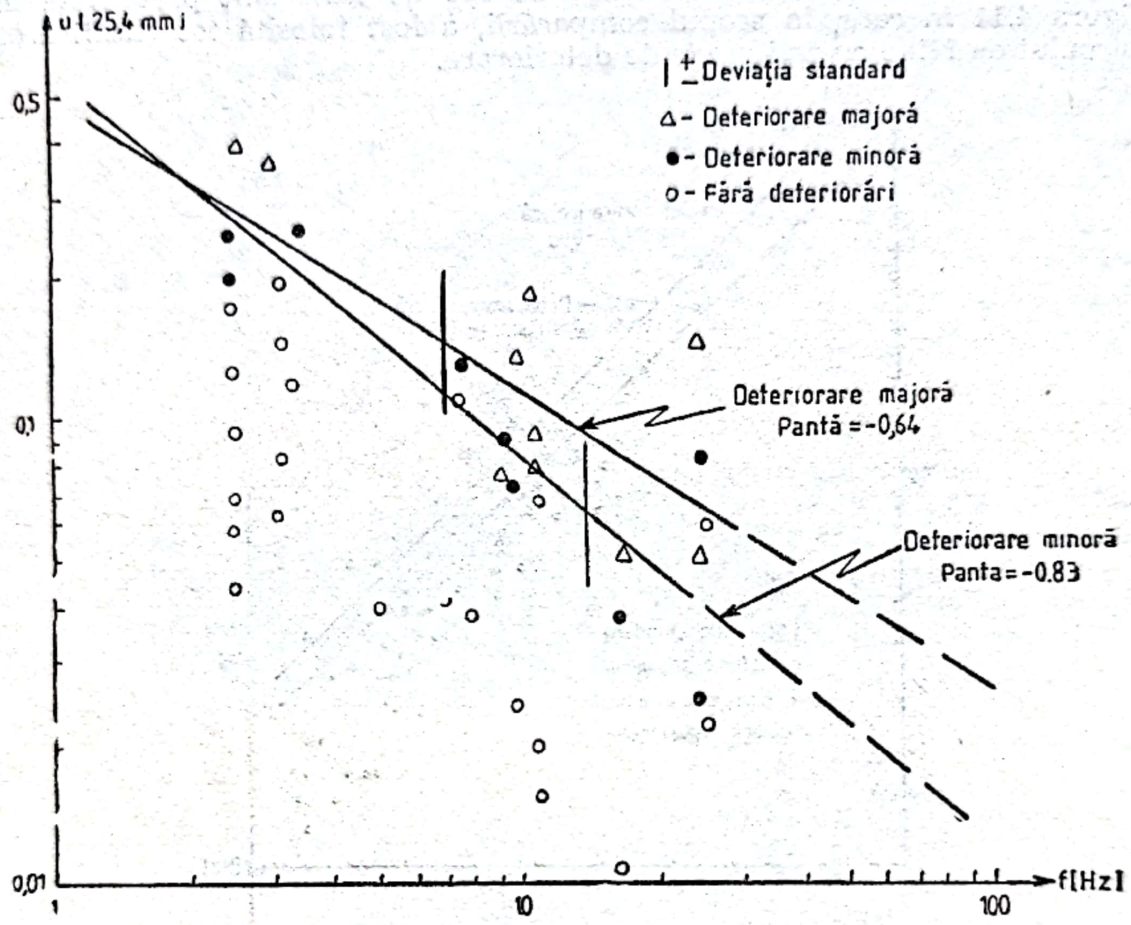


Fig. 4.12. Alte date privind amplitudinea maximă a deplasării în funcție de frecvența oscilației.

Din datele prezentate se constată că deplasarea particulelor, provocată de explozii, nu poate oferi veritabile niveluri de vibrație, întrucît intervine și factorul frecvență (fig. 4.10—4.12 și tabelele 4.1 și 4.2). Nivelurile prezentate în tabelul 4.1 au dezavantajul că la frecvențe înalte pot da niveluri inacceptabile ale vitezei particulei sau ale accelerației mișcării.

4.3.2. Evaluarea efectului seismic prin mărimea vitezei particulei

Datele din figurile 4.10—4.12 arată că deteriorarea majoră se corelează bine cu viteza particulei, întrucît panta dreptelor respective este în jur de —1, ceea ce, în coordonate bilogaritmice, corespunde la o viteză constantă a particulei. Datele privind deteriorarea minoră nu sînt, însă, concludente (fig. 4.10—4.12); cele din figura 4.10 (care prezintă o pantă de

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 4.1

Niveluri admisibile ale deplasării particulelor terenului în funcție de tipul clădirii supuse acțiunii vibrațiilor seismice (după I.C.I., 1972)

Tipul clădirii	Amplitudinea limită admisibilă a deplasării [mm]
Construcții vechi de mare valoare și fragilitate; case în stare șubredă; monumente de artă vechi etc.	0,1*
Case, bunuri etc. dispuse în ansambluri	0,2
Clădiri izolate	0,4
Construcții (civile sau industriale) proiectate după normative	0,76

* Întrucît deseori apar reclamații și pentru deplasări mai mici decît 0,1 mm, probabil că o limită de 0,05 mm este mai indicată.

—2) se corelează cu accelerația mișcării, iar celelalte se corelează cu viteza particulei (fig. 4.11 și 4.12). Este evident, de asemenea, că nici una din seriile de date prezentate mai sus nu se corelează cu deplasarea particulei, care ar însemna o pantă a dreptelor (fig. 4.10—4.12) egală cu zero.

Aceste rezultate arată că criteriile de deteriorare sînt de tipul $D(1, 0, 0)$ și, cu o mică probabilitate, $D(2, 0, 0)$, ceea ce este în bună concordanță cu datele teoretice prezentate în subcapitolul 4.2.

În figura 4.13 sînt reprezentate în comun (Nicholls et al., 1971) datele din figurile 4.10—4.12. Folosind analiza statistică, s-au trasat două linii de regresie, dintre care una reprezintă deteriorările majore și cealaltă deteriorările minore (fig. 4.13). Se observă că ambele drepte indică o pantă de —1, ceea ce demonstrează o viteză constantă a particulei; pantele 0 și —2 pot fi excluse. Mărimile acestor viteze constante sînt 193 mm/s, în cazul deteriorărilor majore și 137 mm/s în cazul deteriorărilor minore.

Tabelul 4.2

Niveluri admisibile ale vibrațiilor (după Buzdugan et al, 1976)

Frecvența vibrației [Hz]	5	10	20	30	40	50
Nivelul admisibil al deplasării pentru evitarea fisurilor [mm]	2,67	1,35	0,66	0,46	0,33	0,28

Scanned with OKEN Scanner

Aceste două valori reprezintă nivelurile de vibrație corespunzătoare celor două grade de deteriorare (majoră și minoră), în cazul clădirilor de locuit.

Este semnificativ faptul că datele din figurile 4.10—4.13 au fost obținute de cercetători diferiți, folosind aparatură, procedee și condiții de explozie diferite, precum și o largă varietate de clădiri cu diferite tipuri de material de fundație și amplasate pe roci diferite. Toate acestea demon-

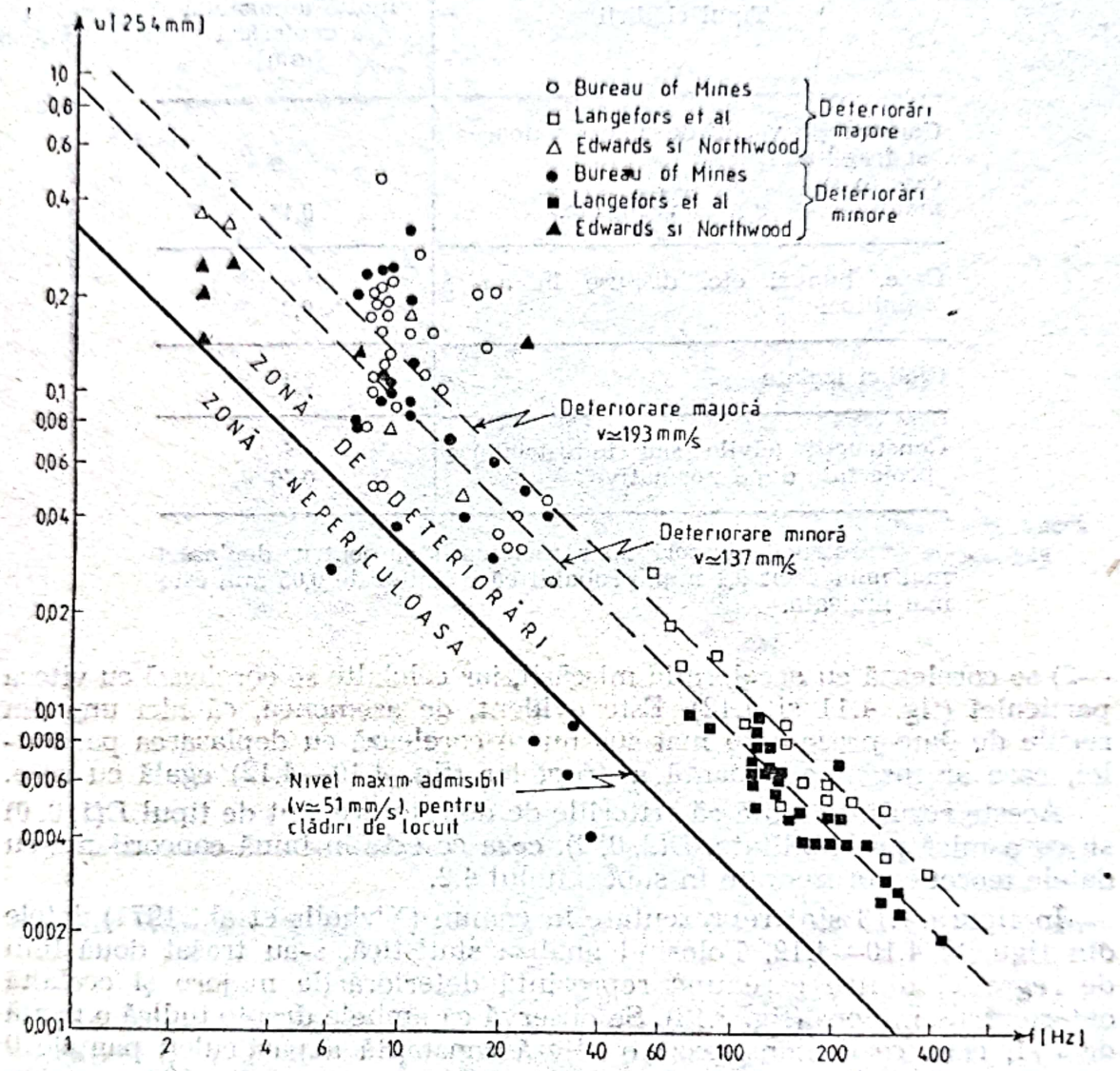


Fig. 4.13. Reprezentarea în comun a datelor din figurile 4.10—4.12. Niveluri de vibrație.

strează larga valabilitate a rezultatelor din figura 4.13, adică larga valabilitate a nivelurilor de vibrație indicate în această figură pentru clădirile de locuit.

Unii cercetători au propus trei sau mai multe zone de deteriorări, însă, din cauză că datele nu au o dispersie omogenă, limitele externe ale zonelor de deteriorări n-au putut fi determinate statistic. De aceea, *Duvall* și *Fogelson* (1962), *Langefors* și *Kihlström* (1963) au recomandat o zonă nepericuloasă și o zonă de deteriorări (fig. 4.13 și 4.14) separate de nivelul de viteză de aproximativ 51 mm/s (2 in/s), care reprezintă nivelul maxim admisibil pentru clădiri de locuit.

Scanned with OKEN Scanner

Langefors et al. (1958), *Edwards* și *Northwood* (1960) au arătat și ei că viteza particulei reprezintă cel mai bun criteriu de deteriorare și au propus totodată niveluri de vibrație (exprimate în valori ale vitezei particulei) pentru diferite grade de deteriorare (fig. 4.14).

Tabelul 4.3. listează consensul general cu privire la rezultatele obținute pe plan mondial pentru niveluri de vibrație (exprimate prin viteza parti-

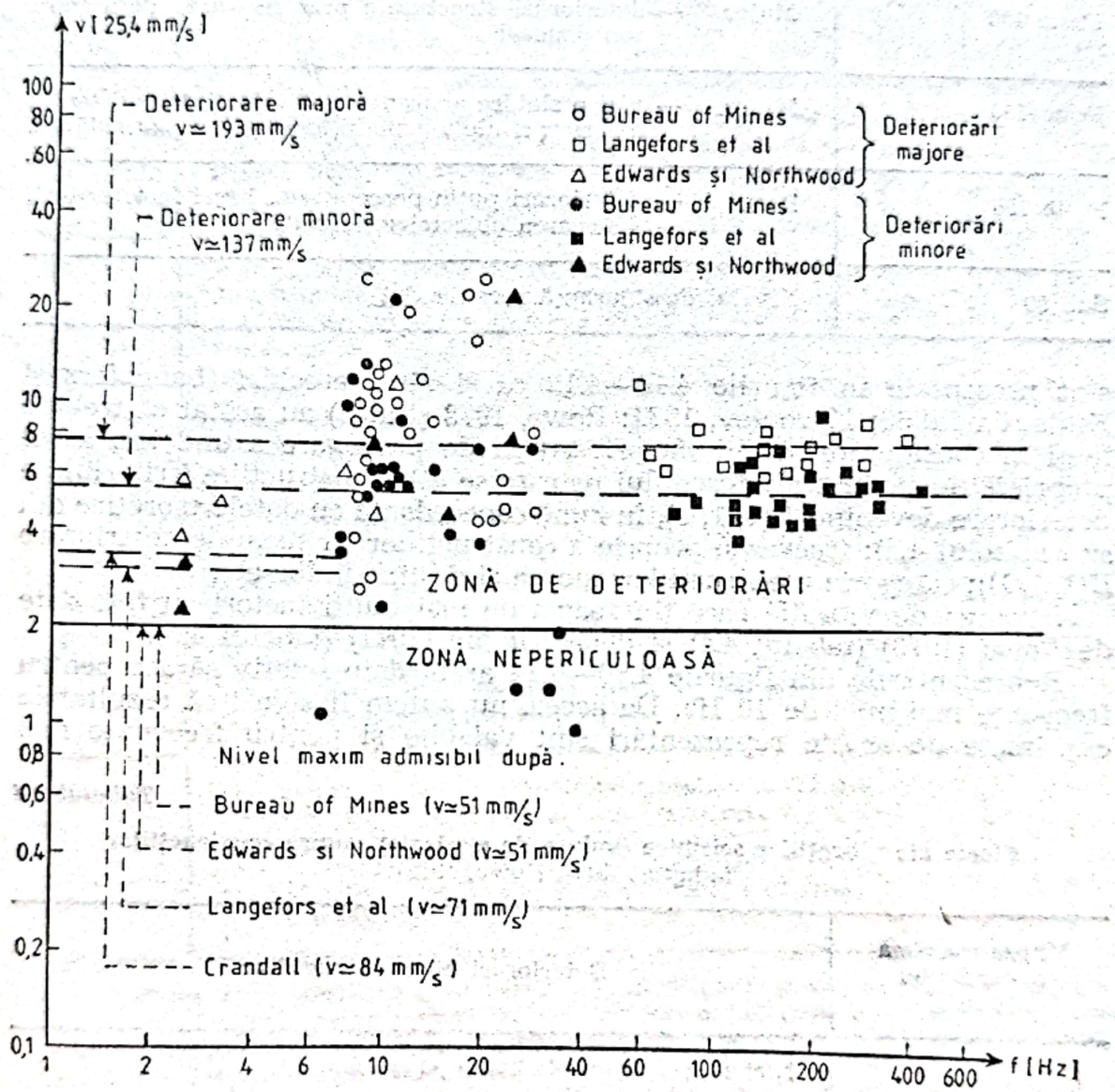


Fig. 4.14. Niveluri de vibrație exprimate prin viteza particulei. Niveluri maxime admisibile de vibrație.

culei) corespunzătoare la diferite grade de deteriorare, pentru clădiri de locuit.

Datele din tabelul 4.3 nu contrazic recomandarea făcută de *Duvall* și *Fogelson* (1962) și de *Langefors* și *Kihlström* (1963) ca nivelul de vibrație a terenului în imediata vecinătate a clădirilor de locuit să fie menținut sub o viteză maximă a particulei de 51 mm/s.

Din datele de măsurători prezentate mai sus rezultă că cel mai indicat criteriu de deteriorare este reprezentat de viteza particulei, criteriul de deteriorare avînd forma $D(1, 0, 0)$. Totuși, cercetările ale căror rezultate

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 4.3

Deteriorările probabile asociate cu diferite valori ale vitezei particulei, pentru clădiri de locuit (după Greenland și Knowles, 1970)

Viteza maximă a particulei [mm/s]	Gradul probabil de deteriorare
Peste 190	Major — deteriorări structurale prin fisurare, deformare sau dislocare
Peste 140	Minor — nici o slăbire aparentă a structurii de rezistență; deteriorări ale tencuielii, geamurilor sau zidăriei.
Peste 100	Prag — deteriorări puțin perceptibile, fisuri în tencuială, dislocarea obiectelor nefixate
Sub 50	Nivelul de siguranță recomandat

sînt prezentate în figurile 4.10—4.12 ca și alte cercetări (Langefors și Kihlström, 1963; Kuznețov, 1971; Rowe, 1973 și alții) au arătat că trebuie luați în considerare și alți factori: viteza de propagare a undelor, adică proprietățile elastice ale terenului pe care se află construcțiile (criteriul de deteriorare devenind $D(1, 1, 0)$, în bună concordanță cu datele teoretice din subcapitolul 4.2); frecvența proprie a construcțiilor (criteriu de deteriorare $D(1, 1, 1)$); categoria construcțiilor; starea și destinația lor etc.

Niveluri de vibrație care țin seama de mai mulți factori au fost date de *Rowe* (1973) (tabelul 4.4) și de *Kuznețov* (1971) (tabelul 4.5).

Reprezentările din figurile 4.10—4.14 arată date relativ sărace pentru frecvențe mai mici de 10 Hz. De aceea, nu putem fi siguri că rezultatele exprimate de aceste reprezentări sînt valabile și pentru frecvențe mai

Tabelul 4.4

Efecte ale vibrațiilor seismice (induse de explozie) asupra construcțiilor (adaptat după Rowe, 1973)

Viteza maximă a particulei [mm/s]	Deteriorări ale construcțiilor
0,2	Nici una
2	Limita superioară pentru monumente istorice, structuri foarte fragile, etc.
5	Limita inferioară pentru deteriorări „arhitecturale" la clădiri obișnuite cu finisaj „sensibil", de exemplu tencuială.
15	Deteriorări „arhitecturale", posibile deteriorări structurale.
50	Deteriorări structurale la clădiri care răspund la frecvența perturbației (adică intră în rezonanță)

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 4.5

Viteze admisibile ale mișcării terenului (după Kuznețov, 1971)

Categoria construcțiilor după starea lor	Clădiri și construcții. Starea lor înainte de explozii	Viteza admisibilă a particulei, pe clase* [mm/s]		
		I	*II*	*III*
A	Cu destinație industrială sau civilă avînd carcase metalice sau din beton armat; cu umpluturi din zidărie de cărămidă-piatră și cu consolidare antiseismică	50	70	100
B	Cu carcase din beton armat sau metal și umplutură de cărămidă; fără consolidare antiseismică; clădiri noi din cărămidă cu pereți portanți și consolidare antiseismică.	20	50	70
C	Idem, avînd fisuri în umplutură; din cărămidă, piatră, blocuri mari; fără consolidare antiseismică.	15	30	50
D	Cu carcase cu fisuri în umplutură și carcasă; din cărămidă, blocuri mari; cu fisuri în pereții de bază și cei despărțitori.	10	20	30
E	Cu carcase, cu fisuri în carcasă și deteriorări ale legăturilor diferitelor elemente; din cărămidă sau blocuri mari, cu deteriorări mari ale pereților (fisuri înclinate, fisuri în colțuri) etc.	5	10	20
F	Cu carcase din beton armat; cu corodări ale armăturii carcasei și cu alte deteriorări; fisuri mari în umplutură etc. Clădiri cu fisuri numeroase în pereți, deteriorări ale legăturilor dintre pereții exteriori și interiori etc.; din panouri mari, fără întăriturii antiseismice.	3	5	10

* *Clasa I* — construcții cu destinație industrială și de importanță mare: conducte magistrale, ateliere mari, tuburi de extracție, castele de apă etc. a căror durată depășește 20—30 ani; clădiri administrative cu efective mari de oameni, clădiri de locuit cu 3—5 etaje, cinematografe, case de cultură etc.

Clasa II — Idem, dar cu dimensiuni nu prea mari în suprafață și avînd pînă la trei etaje: ateliere mecanice, stații de compresoare, combinate de bunuri de larg consum și altele, cu o durată pînă la 20—30 ani; clădiri administrative cu aglomerații nu prea mari de oameni; case de locuit, magazine, birouri ș.a.

Clasa III — clădiri și construcții cu destinație industrială și administrativă a căror deteriorare nu amenință locuitorii și nici instalațiile importante; exemple: magazii, puncte echipate pentru transport etc.

mici de 10 Hz. Unele cercetări au arătat că sub această limită (10 Hz), efectele seimice ale exploziilor asupra construcțiilor sînt mai strîns legate de deplasarea particulei (fig. 4.15). În această figură sînt indicate niveluri admisibile de vibrație corespunzătoare la trei categorii de construcții. Construcțiile de tip *A* reprezintă structuri slabe (clădiri vechi, degradate,

Scanned with OKEN Scanner

clădiri construite din materiale de slabă calitate), cele de tip *B* — structuri de rezistență medie, iar cele de tip *C* — structuri rezistente (clădiri noi, bine construite, structuri de beton, fundații solide etc.). Calitatea terenului este exprimată (fig. 4.15) prin viteza de propagare V_P a undelor longitudinale.

Corelarea mai bună dintre deteriorări și deplasarea particulei pentru frecvențe mai mici de 10 Hz (fig. 4.15), chiar dacă este adevărată, nu pre-

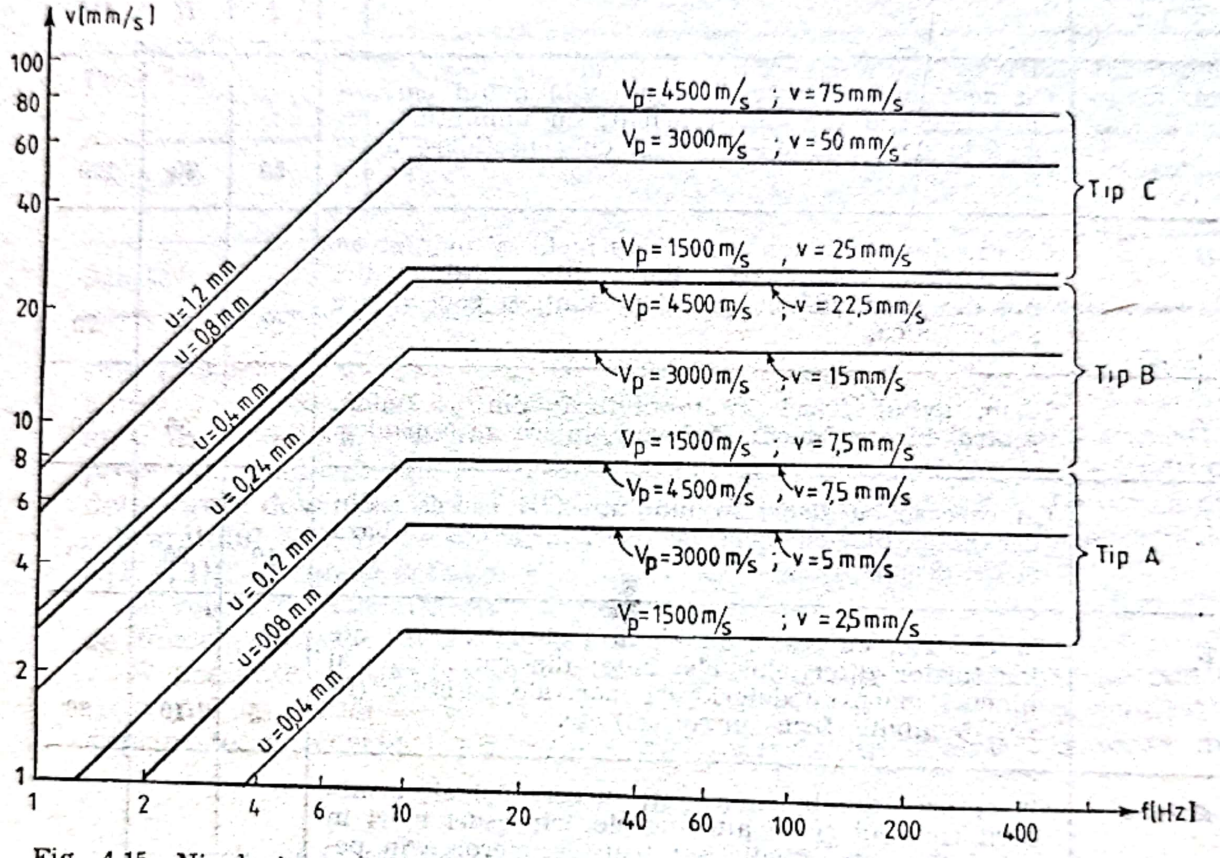


Fig. 4.15. Niveluri maxime admisibile de vibrație, exprimate prin deplasarea u sau viteza v a particulei, în funcție de frecvența oscilației și viteza de propagare V_P, pentru trei tipuri de construcții.

zintă o prea mare importanță, întrucît gama de frecvențe obișnuită a vibrațiilor, care interesează în studiul efectului seismic al exploziilor industriale asupra construcțiilor, este de 6—60 Hz.

4.3.3. Evaluarea efectului seismic prin mărimea accelerației mișcării particulei

Accelerația particulei este un parametru dinamic foarte des utilizat în aprecierea efectului seismic al cutremurelor de pămînt naturale asupra construcțiilor. Deși rezultatele investigațiilor de pînă acum impun viteza particulei ca cel mai indicat parametru în stabilirea nivelurilor admisibile ale vibrațiilor produse de explozii, prezentăm în cele ce urmează cîteva date privind evaluarea efectului seismic pe baza folosirii accelerației particulei.

Cercetările făcute de *Thoenen* și *Windes* (1942) au arătat că, dacă accelerația este mai mică decît 0,1 g, nu este de așteptat nici o deteriorare a clădirilor; de la 0,1 la 1,0 g apar deteriorări minore, iar peste 1,0 g deteriorări majore. În afară de faptul că aceste valori sînt prea mari față de deteriorările presupuse a le produce, *Duvall* și *Fogelson* (1962) au arătat statistic că datele de accelerație au condus la rezultate contradictorii, întrucît deteriorarea minoră s-a corelat cu accelerația, în timp ce deteriorarea majoră s-a corelat cu viteza particulei (v. fig. 4.10).

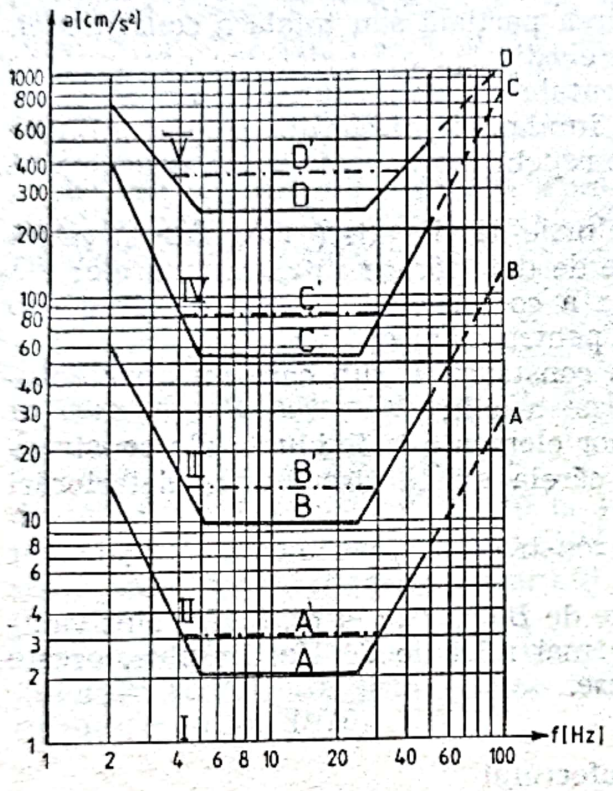


Fig. 4.16. Niveluri maxime admisibile de vibrație, exprimate prin accelerația mișcării particulei, pentru clădiri joase (raportul înălțime/lățimea bazei < 1).

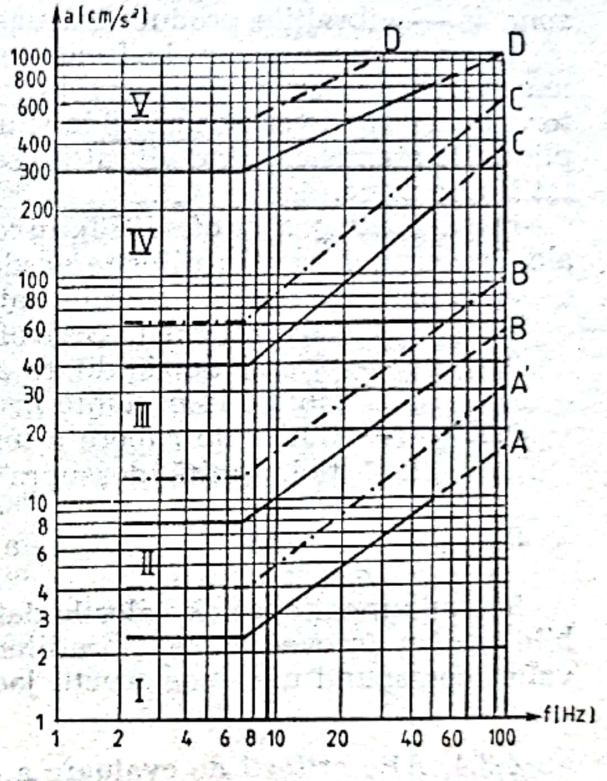


Fig. 4.17. Niveluri maxime admisibile de vibrație pentru clădiri la care raportul înălțime/lățimea bazei = 1÷2.

Studiul efectuat de *Ciesielski* (1963) a condus la întocmirea unor grafice (fig. 4.16 și 4.17) în care sînt reprezentate niveluri de vibrație (exprimate prin accelerația mișcării particulei) pentru diferite categorii de construcții și terenuri de fundație, niveluri care reprezintă diferite praguri privind gradul de deteriorare a construcțiilor. Astfel, liniile pline se referă la construcții vechi sau deteriorate, așezate pe fundații slabe, cu planșee din grinzi și cu pereți de cărămidă de calitate slabă. Liniile punctate corespund la construcții de calitate superioară, cu fundații din beton armat, planșee de beton etc.

Datele din figura 4.16 se referă la clădiri joase sau cu bază lată (raportul înălțimea/lățimea bazei < 1), iar cele din figura 4.17 la clădiri pentru care raportul înălțimea/lățimea bazei este cuprins între 1 și 2.

Linia *A* sau *A'* reprezintă pragul de sensibilitate la vibrații sub care nu există pericol pentru construcții; linia *B* sau *B'* este prag de rigiditate, sub care nu sînt de așteptat deteriorări importante ale construcțiilor; linia *C* sau *C'* reprezintă limita de rupere a unor elemente individuale ale

construcției, deasupra căreia apare riscul unor deteriorări importante; linia D sau D' este limita peste care clădirile sînt distruse.

Zonele dintre aceste linii au următoarea interpretare: *zona I* — vibrațiile nu influențează construcțiile; *zona II* — vibrațiile se simt, însă construcțiile nu sînt în pericol. Repetarea frecventă a acestor vibrații conduce la grăbirea procesului de îmbătrînire a construcțiilor; *zona III* — vibrațiile deteriorează construcțiile prin producerea de fisuri; *zona IV* — vibrațiile sînt deosebit de periculoase pentru construcții, producînd fisuri multiple, distrugerea pereților și a altor elemente ale construcțiilor; *zona V* — vibrațiile produc distrugerea parțială sau totală a construcției.

În cazul terenurilor de fundație elastice și a fundațiilor continue se iau în considerare nivelurile reprezentate cu linie punctată, iar în cazul terenurilor rigide sau semirigide și a fundațiilor discontinue, se aleg liniile pline. De asemenea, cînd vibrațiile se repetă frecvent, se iau în considerare tot liniile pline.

După *Buzdugan et al.* (1976), nivelurile de vibrație (exprimate în valori ale accelerației) pentru diferite grade de deteriorare sînt următoarele:

- 0,002 g — pragul de sensibilitate a construcției la vibrații, prag sub care nu există pericol pentru clădire;
- 0,01 g — pragul de rigiditate a construcției, sub care nu apar deteriorări importante în construcții;
- 0,05 g — limita de rupere a unor elemente individuale ale construcției, limită deasupra căreia există riscul unor deteriorări grave;
- 0,23 g — limita de stabilitate a construcțiilor, peste care clădirile sînt distruse.

Trebuie menționat că valorile date de *Buzdugan et al.* (1976) sînt valabile pentru frecvențe ale vibrațiilor mai mici de 20 Hz. În plus, aceste valori corespund unor construcții joase.

4.3.4. Alte criterii de evaluare a efectului seismic

Pe baza unor înregistrări ale vibrațiilor produse de explozii și de instalații industriale, înregistrări efectuate cu accelerometre, *Crandell* (1949) a introdus o mărime pe care el a numit-o „energia relativă" (energy ratio), ER, și a definit-o prin relația

$$ER = a^2/f^2 \tag{4.35}$$

sau

$$ER = 16\pi^4 f^2 u^2 = 4\pi^2 v^2, \tag{4.36}$$

în care: a este accelerația maximă; v — viteza maximă; u — deplasarea maximă; f — frecvența asociată cu amplitudinea maximă.

Relațiile de mai sus presupun mișcarea ca fiind armonică simplă și se obțin pe baza calculării energiei cinetice a solului aflat în mișcare, în ipoteza că „energia relativă" se află în directă legătură cu efectul de deteriorare.

Crandell a definit empiric următoarele trei domenii ale mărimii ER (unități: m^2/s^2) pentru clădirile americane:

$ER < 0{,}27$ . . . . . domeniu de securitate totală;

$0{,}27 \leqslant ER \leqslant 0{,}54$ . . . . . domeniu de precauție pentru clădiri rău construite;

$0{,}54 < ER$ . . . . . domeniu de pericol pentru toate clădirile.

Un ER de 0,27 este echivalent cu o viteză a particulei de aproximativ 84 mm/s care este mai mare decît nivelul de viteză nepericuloasă propus de Biroul de Mine și de *Edwards* și *Northwood* (v. fig. 4.14) dar este practic egal cu nivelul admisibil recomandat de *Buzdugan et al.* (v. tabelul 4.2). Se poate observa că nivelurile de deplasare prezentate în tabelul 4.2, pentru diferite frecvențe, corespund la un nivel de viteză a particulei de aproximativ 85 mm/s.

Un alt criteriu de evaluare a efectului seismic este reprezentat de factorul Zeller, definit prin relația

$$Z = \frac{a^2}{f}, \qquad (4.37)$$

în care: a este accelerația maximă, iar f — frecvența vibrațiilor.

Factorul Zeller a fost definit pentru domeniul de frecvențe de la 10 la 100 Hz și pe baza lui a fost întocmită o scară care poartă numele autorului ei (tabelul 4.6).

Tabelul 4.6

Scara Zeller

Factorul de intensitate, Z [cm²/s³]	Descrierea sumară a seismului
1	Imperceptibil
2	Foarte ușor
10	Ușor
50	Măsurabil (fisuri mici)
250	Destul de tare
1 000	Tare — sub zona periculoasă
5 000	Foarte tare (fisuri grave)
20 000	Distructiv
100 000	Devastator
500 000	Nimicitor
2 500 000	Catastrofal
10 000 000	Foarte catastrofal

Intensitatea vibrațiilor, exprimată în „vibrar" și definită prin relația (vezi Buzdugan et al., 1976)

$$S = 10 \log \frac{Z}{Z_s}, \qquad (4.38)$$

este un alt criteriu pentru aprecierea gradului de deteriorare.

Dacă se ia $Z_s = 0{,}1$ cm²/s³ ca valoare de referință, relația (4.38) devine

$$S = 10 \log (10Z) \qquad (4.39)$$

Pe baza acestei relații a fost dată o scară denumită „scara pericolelor" (tabelul 4.7).

Tabelul 4.7

Scara pericolelor (vibrar)

Intensitatea vibrațiilor, S [vibrar]	Clasificarea vibrațiilor	Efectul asupra construcțiilor
10—20	Ușoare	Nu există pericol
20—30	Medii	Nu există pericol
30—40	Puternice	Deteriorări ușoare (fisurarea pereților)
40—50	Severe	Fisurarea zidurilor de susținere
50—60	Foarte severe	Distrugerea clădirilor

Scanned with OKEN Scanner

Cele trei criterii (ER, Z și S) nu au o fundamentare observațională suficientă, deoarece încă nu s-a dovedit că cei trei factori pot fi legați de orice tip de deteriorare. Dacă exprimăm factorul lui Crandell și factorul Zeller ținînd seamă de forma generală a criteriului de deteriorare (4.27), se obține

$$ER=K_D A^2 f^2$$

și

$$Z=K_D A^2 f^3 \tag{4.40}$$

Se observă că aceste două criterii de deteriorare nu corespund nici unuia din criteriile descrise în subcapitolul 4.2.

Se impune o precizare în legătură cu toate nivelurile de vibrație (exprimate în valori de deplasare, viteză, accelerație etc.) prezentate mai sus. Astfel, oricare nivel N de vibrație nepericuloasă (sau periculoasă) este un nivel de tip probabilitate. Dacă valoarea observată a parametrului sau factorului folosit depășește pe N, există o probabilitate suficient de mare pentru ca nivelul de deteriorare considerat a corespunde lui N să fie depășit. Nivelul de vibrație nepericuloasă nu este o valoare sub care deteriorarea sigur nu se va produce și deasupra căreia deteriorarea sigur va apărea. Totuși, probabilitatea de apariție a deteriorărilor crește sau descrește cînd nivelul de vibrație crește sau descrește față de acel nivel N de vibrație considerat nepericulos.

Cu toată importanța pe care o are accelerația mișcării particulei în cazul efectelor cutremurelor naturale asupra construcțiilor considerăm, pe baza datelor prezentate mai sus, că criteriul de deteriorare, în cazul exploziilor, este cel mai bine reprezentat de viteza particulei. În cazul lucrărilor de mare importanță este recomandabil, însă, să se facă măsurători pentru cel puțin doi parametri din cei trei (viteză, accelerație, deplasare), iar cunoașterea frecvențelor oscilațiilor este de asemenea obligatorie. De aceea se recomandă să se determine spectrele Fourier ale oscilațiilor și chiar spectrele de răspuns ale terenului, pe baza înregistrărilor făcute.

Alți parametri, ce pot fi utilizați pentru caracterizarea mișcării seismice a terenului provocată de explozii, sînt reprezentați de valoarea mediată a spectrului pseudo-vitezelor relative ale particulei și de valoarea pătratică a vitezelor particulei.

Spectrul pseudo-vitezelor relative, $SPVR(T)$, se determină cu ajutorul relației

$$SPVR(T)=max_t\left|\int_0^t \exp\left[-\frac{2\pi(t-t')}{T}\right]\sin\left[\frac{2\pi(t-t')}{T'}\right]a(t')\,dt'\right|, \tag{4.41}$$

în care: a este accelerația mișcării terenului; t, t' — variabila timp; T — perioada de oscilație a sistemului considerat fără amortizare;

$$T'=\frac{T}{\sqrt{1-n^2}}, \tag{4.42}$$

unde n reprezintă fracțiunea de amortizare critică (se acceptă valoarea $n=0{,}08$).

Valoarea mediată a spectrului pseudo-vitezelor relative se determină cu relația

$$(SPVR)_m=\frac{1}{T_2-T_1}\int_{T_1}^{T_2} SPVR(T)\,dT, \tag{4.43}$$

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 4.8

Deteriorările probabile asociate cu diferite valori ale parametrilor $(SPVR)_m$ și D, în cazul exploziilor în cariere

Intensitate [grade MSK-64]	$(SPVR)_m$ [mm/s]	D [m²/s]	Deteriorări probabile
V	50	0,00025	Deteriorări la construcții de foarte slabă calitate
VI	100	0,001	Fisuri în tencuială, deteriorări la construcții de slabă calitate
VII	200	0,004	Deteriorări ale clădirilor în stare satisfăcătoare (crăpături în tencuială, căderea unor bucăți de tencuială, fisuri în pereți, sobe, coșuri de fum)
VIII	400	0,016	Deteriorări considerabile ale clădirilor (crăpături în structurile portante și pereți, crăpături în pereții despărțitori, căderea coșurilor și tencuielii).
IX	800	0,064	Clădirile sînt distruse (crăpături mari în pereți, degradarea zidăriei, căderi ale unor părți de pereți).

în care pentru T_1 și T_2 se recomandă valorile:

$$T_1=0{,}15 \text{ s} \quad \text{și} \quad T_2=0{,}08 \text{ s}.$$

Valoarea pătratică a vitezelor particulei, D, se determină folosind relația

$$D = \int_0^{t_{max}} [v_x^2(t) + v_y^2(t) + v_z^2(t)]\, dt, \tag{4.44}$$

în care: v_x, v_y, v_z sînt componentele vitezei particulei pe trei direcții ortogonale.

Datele din tabelul 4.8 pot fi folosite la aprecierea deteriorărilor probabile pentru diferite niveluri ale acțiunii seismice, niveluri exprimate prin mărimile parametrilor $(SPVR)_m$ și D și corelate cu intensitatea seismică exprimată în grade MSK-64.

4.3.5. Procedee și formule de calcul al parametrilor ce caracterizează mișcarea particulelor

Deseori înregistrările oferă numai unul sau doi dintre cei trei parametri principali ai mișcării particulelor (deplasarea $u(t)$, viteza $v(t)$, accelerația $a(t)$), iar necesitățile practice cer cunoașterea și a celorlalți parametri. Procedeul de calcul al unuia din acești parametri în funcție de unul

Scanned with OKEN Scanner

din ceilalți doi constă, în principiu, în rezolvarea următoarelor integrale sau derivate:

$$u(t)=\int v(t)\mathrm{d}t \quad \text{sau} \quad v(t)=\mathrm{d}u/\mathrm{d}t$$

$$v(t)=\int a(t)\mathrm{d}t \quad \text{sau} \quad a(t)=\mathrm{d}v/\mathrm{d}t \tag{4.45}$$

Integrarea sau diferențierea poate fi făcută fie matematic, fie cu ajutorul calculatorului electronic. Pentru aceasta, este necesar ca înregistrarea mărimii care servește la calculul alteia să îndeplinească anumite condiții pentru ca seismograma să poată fi digitizată.

Procedeul poate fi aplicat și în domeniul frecvență. Din înregistrare se determină prin metodele cunoscute (transformata Fourier rapidă, metoda Sato etc.) spectrul Fourier. Acest spectru este apoi integrat (sau derivat — depinde care din relațiile (4.45) trebuie aplicată) în domeniul frecvență, iar mărimea obținută reprezintă spectrul Fourier al mărimii pe care vrem s-o calculăm. Printr-o operație de sinteză Fourier se obține seismograma mărimii pe care am căutat-o. De exemplu, dacă dispunem de accelerograma înregistrată $a(t)$ și vrem să determinăm vitezograma $v(t)$ se procedează în felul următor. Se determină spectrul Fourier al accelerației $a(t)$ printr-unul din procedeele amintite, care au la bază integrala

$$S_a(\omega)=\int_{-\infty}^{+\infty} a(t)\mathrm{e}^{-i\omega t}\,\mathrm{d}t \tag{4.46}$$

unde $S_a(\omega)$ este spectrul complex Fourier al accelerației $a(t)$.

Se execută operația de integrare în domeniul frecvență cu ajutorul relației

$$S_v(\omega)=\frac{1}{i\omega}S_a(\omega) \tag{4.47}$$

Printr-o operație de sinteză Fourier, exprimată de:

$$v(t)=\frac{1}{\pi}\int_0^{\infty}[A_v(\omega)\cos\omega t+B_v(\omega)\sin\omega t]\mathrm{d}\omega, \tag{4.48}$$

unde s-a considerat

$$S_v(\omega)=A_v(\omega)+iB_v(\omega) \tag{4.49}$$

se obține seismograma vitezei particulei, $v(t)$.

Un alt procedeu permite calculul uneia din mărimi în funcție de alta (înregistrată) folosind relațiile care derivă din (4.13):

$$u=v/2\pi f \quad \text{sau} \quad v=2\pi f u$$

$$v=a/2\pi f \quad \text{sau} \quad a=2\pi f v, \tag{4.50}$$

unde f este frecvența oscilației seismice în zona de pe seismogramă în care este înregistrată amplitudinea maximă.

În figura 4.18 este prezentată o nomogramă cu relațiile (4.50) dintre frecvență (f), accelerație (a), viteză (v) și deplasare (u). Cu ajutorul acestei nomograme se pot afla două mărimi, cunoscînd pe celelalte două. De exemplu, știind că $f=100$ Hz și $u=0{,}025$ mm, rezultă (v. fig. 4.18) $v=15$ mm/s și $a=1$ g.

Scanned with OKEN Scanner

Relațiile (4.50) sînt valabile pentru cazul cînd mișcarea este armonică simplă, ceea ce nu corespunde realității, întrucît mișcarea seismică este de formă impulsională.

Necesitatea stabilirii preciziei folosirii relațiilor (4.50) pentru determinarea valorilor maxime u, v sau a este presantă mai ales cînd datele sînt folosite la stabilirea criteriilor de deteriorare și a nivelurilor admisibile de vibrație.

Pentru a face un asemenea studiu se procedează în felul următor. Se folosesc, de exemplu, înregistrări ale vitezei particulei de la o serie de explozii executate în diferite condiții și cu diferite încărcături. Se recomandă ca datele să includă componentele radială, transversală și verticală. Se măsoară, pe fiecare seismogramă, amplitudinea maximă v a vitezei particulei și frecvența asociată acesteia. În cazul în care trebuie să fie determinată deplasarea u, se folosește prima relație din (4.50). Aceleași înregistrări $v(t)$ se digitizează și se introduc într-un calculator pentru a calcula spectrele Fourier. Aceste spectre sînt integrate în domeniul frecvență pentru obținerea spectrului Fourier al deplasării $u(t)$. Prin sinteză Fourier se obțin seismogramele $u(t)$ de pe care se citesc amplitudinile maxime u, care se compară cu cele obținute cu ajutorul primei relații din (4.50).

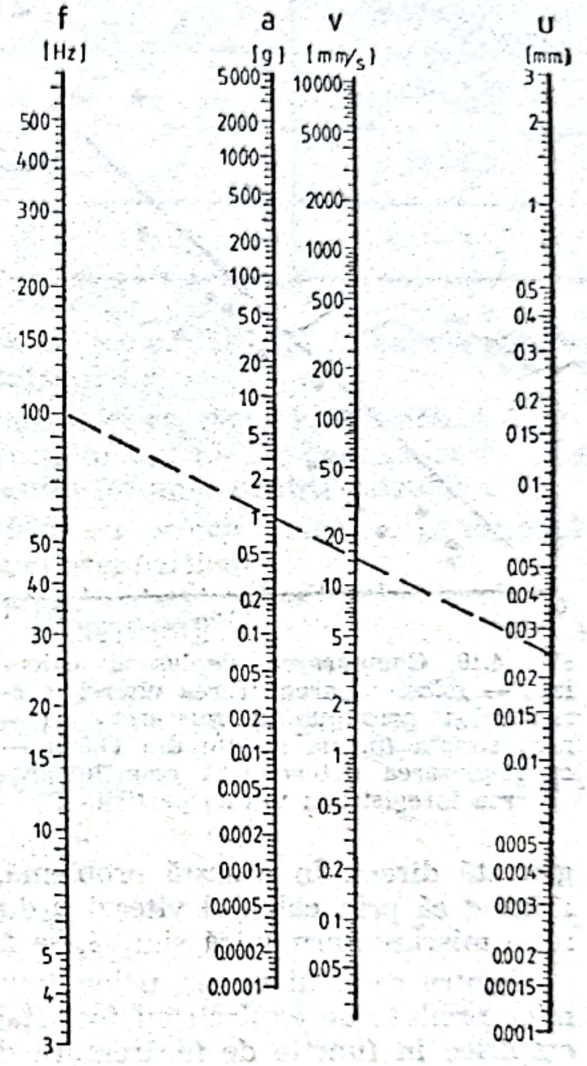


Fig. 4.18. Nomogramă pentru calculul mărimilor exprimate de relațiile (4.50).

Un asemenea studiu au făcut *Nicholls et al.* (1971). Rezultatele lor sînt reprezentate în figura 4.19, care conține, în abscisă, deplasarea determinată prin integrarea vitezei și, în ordonată, deplasarea calculată cu ajutorul primei relații din (4.50). Linia de pantă 1,0 indică locul punctelor care ar rezulta dacă deplasările determinate prin cele două procedee ar fi identice. Mulțimea de puncte se află (fig. 4.19) sub linia de pantă 1,0, ceea ce arată că deplasările calculate, presupunînd mișcarea armonică simplă, sînt în general mai mici decît deplasările obținute prin integrarea seismogramei $v(t)$, care sînt corecte din punct de vedere fizico-matematic.

În același mod se procedează și pentru celelalte cazuri (de exemplu, calcularea vitezei v folosind deplasarea u sau folosind accelerația a).

Tot *Nicholls et al.* (1971) au făcut determinări ale vitezei v din deplasarea u (înregistrată), folosind a doua relație din (4.50). Rezultatele obținute de ei pentru viteza v sînt reprezentate în figura 4.20. Întrucît majoritatea punctelor se află sub linia de pantă 1,0, rezultă că vitezele v calcu-

late presupunînd mişcarea armonică simplă sînt mai mici decît vitezele înregistrate.

Este evident că un calcul al vitezei particulei din datele de acceleraţie înregistrate ar conduce la rezultate asemănătoare cu cele din figura 4.20. Prin urmare, viteza particulei, calculată fie din datele de deplasare înregistrată, fie din datele de acceleraţie înregistrată presupunînd mişcarea armonică simplă, va fi în general mai mică decît viteza particulei înre-

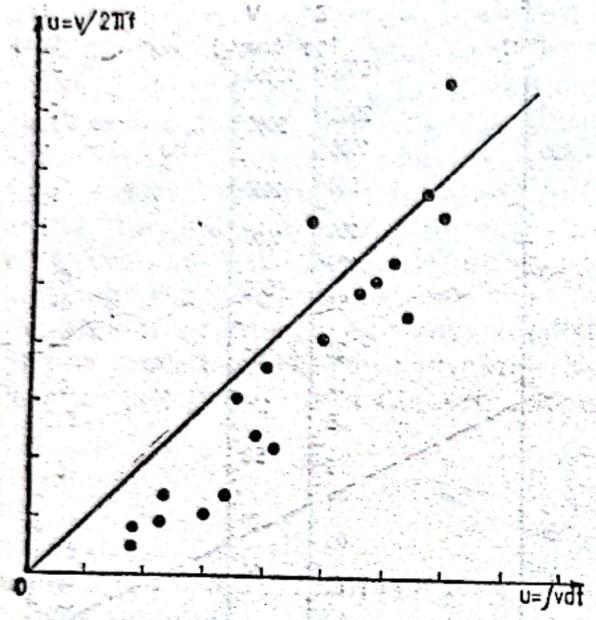


Fig. 4.19. Compararea deplasării calculată — folosind înregistrarea vitezei particulei şi presupunînd mişcarea armonică simplă (prima relaţie din (4.50)) — cu deplasarea determinată prin integrarea înregistrării vitezei particulei.

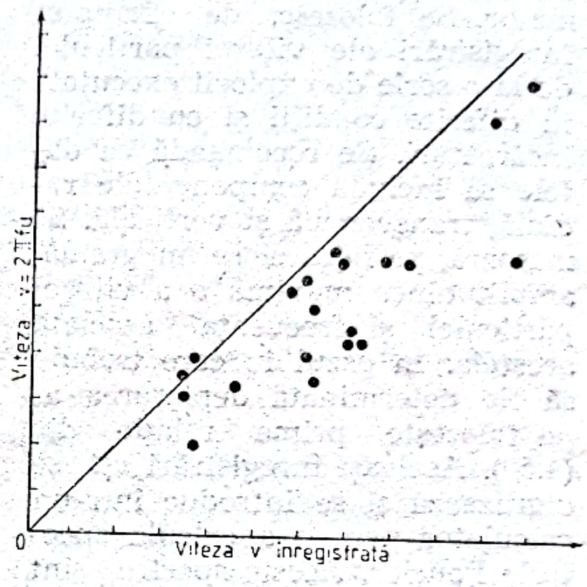


Fig. 4.20. Compararea vitezei particulei calculată (folosind înregistrarea deplasării şi presupunînd mişcarea armonică simplă) cu viteza particulei înregistrată sau determinată prin derivarea înregistrării deplasării.

gistrată direct. În această problemă, *Bollinger* (1980) susţine contrariul, arătînd că prin calculul vitezei v din deplasarea u înregistrată, presupunînd mişcarea armonică simplă, se face o supraestimare a mişcării reale.

Pentru calculul parametrilor dinamici semnificativi ai oscilaţiilor seismice produse de explozii au fost stabilite, de asemenea, o serie de relaţii empirice în funcţie de încărcătura de exploziv, distanţa faţă de punctul de explozie, tipul exploziei, caracteristicile mediului etc. Rezultatele se referă la explozii instantanee (pentru explozii cu microîntîrziere, vezi capitolul 5), iar mărimile u, v şi a din formulele de mai jos reprezintă valori maxime (de vîrf) ale parametrilor respectivi. Aceste formule empirice servesc la estimări orientative ale nivelurilor de vibraţie, fără să fie nevoie de înregistrări ale undelor generate de explozii.

Calculul deplasării. Observaţiile de teren au arătat că pentru calculul deplasării radiale, produsă de vibraţiile seismice provenite de la explozii, se poate utiliza relaţia (I.C.I., 1972):

$$u = \frac{k_a \sqrt{Q}}{r}, \tag{4.51}$$

unde: u este deplasarea pe componenta radială, mm; Q — încărcătura de exploziv, kg; r — distanţa faţă de locul exploziei, m; k_a — un coeficient

Tabelul 4.9

Valorile coeficientului de amplasament k_a

Tipul rocilor în care are loc explozia	Rocile din amplasamentul clădirii	k_a
Roci stîncoase	Roci stîncoase	0,57—1,15
Roci stîncoase	Argile	1,15—2,30
Argile	Roci stîncoase	1,15—2,30
Argile	Argile	2,30—3,40

care depinde de natura rocilor în care are loc explozia și de natura rocilor pe care sînt amplasate construcțiile (tabelul 4.9).

Calculul vitezei. Întrucît viteza particulei reprezintă parametrul dinamic cel mai important în studiul efectului seismic al exploziilor asupra construcțiilor, au fost propuse mai multe formule pentru calculul ei.

Astfel, *Medvedev* și *Liamzina* (1962) au propus următoarea formulă pentru calculul componentei radiale a vitezei particulei

$$v\,[\text{cm/s}]=268(\sqrt[3]{Q\,[\text{kg}]}/r[\text{m}])^{3/2} \qquad (4.52)$$

Bazați pe rezultatele obținute de *Medvedev* și *Liamzina* (1962), *Mârza* și *Pântea* au propus o relație pentru calculul vitezei rezultante a particulei

$$v\,[\text{cm/s}]=408(\sqrt[3]{Q\,[\text{kg}]}/r\,[\text{m}])^{3/2} \qquad (4.53)$$

Awojobi et al. (1974) au propus relația

$$v=\frac{k}{r}Q^{0,55}e^{4,62}\left(\frac{h}{r}\right)^{0,1} \qquad (4.54)$$

în care: h reprezintă adîncimea de îngropare a încărcăturii de exploziv; k — un coeficient dependent de condițiile de teren.

O relație de aceeași formă cu (4.52) și (4.53) dar care ține seama de o gamă mare de condiții de explozie, condiții de amplasament ale construcțiilor, mediu de propagare etc., a fost dată de *Kuznețov* (1971):

$$v\,[\text{cm/s}]=k_1k_2k_3k_4k_5k_6\left(\frac{\sqrt[3]{Q[\text{kg}]}}{r[\text{m}]}\right)^{3/2}, \qquad (4.55)$$

unde: k_1 este coeficient ce ia în considerare tipul rocilor în care are loc explozia și al rocilor din fundația clădirilor, precum și anotimpul (tabelul 4.10);

k_2 — coeficient ce ia în considerare modul în care este direcționată explozia față de poziția obiectivului protejat (tabelul 4.11);

k_3 — coeficient care ține seama de condițiile de împușcare (tabelul 4.12);

Tabelul 4.10

Valorile coeficientului k_1

Tipul rocilor în care are loc explozia	Rocile din fundația clădirii	k_1		
		vara	toamna și primăvara	iarna
Roci stîncoase mai tari decît media	Roci stîncoase semitari cu un strat subțire de depuneri	120	120	120
— idem —	Depuneri argilo-nisipoase cu grosimi de 10—15 m	200	300	250
Roci stîncoase sub tăria medie	Roci stîncoase semitari și tari	90	90	90
— idem —	Depuneri argilo-nisipoase cu grosimi mai mari de 10—15 m*	150	230	200

* Pentru solurile umede, nestîncoase, valoarea coeficientului k_1 se va majora de 1,5 ori.

Tabelul 4.11

Valorile coeficientului k_2

Amplasarea obiectivului protejat	k_2
În spatele blocului de împușcat.	1,00
În flancul blocului de împușcat; detonarea încărcăturilor în bloc este îndreptată în sensul opus obiectivului protejat	0,65
În flancul blocului de împușcat; detonarea încărcăturilor în bloc este îndreptată în sensul obiectivului protejat.	0,85
Înaintea blocului de împușcat.	0,70

Tabelul 4.12

Valorile coeficientului k_3

Condiții de împușcare	k_3
Cu abataj frontal obișnuit	1,0
Cu abataj avînd o suprafață liberă; explozie în masă de rocă neevacuată; pentru explozii în mai multe trepte; explozii în mediu comprimat etc.	2,0
În pilier cu 4—5 suprafețe libere	0,5

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 4.13

Valorile coeficientului k_5

r/l	0,2	0,4	0,7	1,0	2,0	3,0	4,0
k_5	0,70	0,75	0,85	0,90	0,95	0,98	1,00

Tabelul 4.14

Valorile coeficientului k_6

Distanța de la blocul împușcat pînă la obiectivul protejat [m]	Valoarea coeficientului k_6 pentru:		
	2 rînduri de găuri	3 rînduri de găuri	4 rînduri de găuri
10	1,30	1,35	1,45
100	1,15	1,30	1,40
500	1,00	1,02	1,05

k_4 — coeficient care ține seama de metoda de împușcare: pentru explozii instantanee, $k_4=1$; pentru explozii cu microîntîrziere — vezi capitolul 5;

k_5 — coeficient care ia în considerare raportul dintre distanța r și lungimea l a blocului împușcat (explodat) (tabelul 4.13);

k_6 — coeficient care ține seama de creșterea relativă a vitezei particulei la amplasarea găurilor în mai multe rînduri (tabelul 4.14).

Calculul accelerației se poate face cu ajutorul următoarei formule empirice (Hudson, 1961)

$$a=877{,}95\, Q^{3/4}/r^2, \tag{4.56}$$

în care: a este accelerația maximă (exprimată în $g=9{,}81$ m/s^2); Q — încărcătura de exploziv, t; r — distanța punct de măsurare-explozie, m.

În afară de relațiile (4.51)—(4.56) au fost stabilite și formule de calcul al parametrilor dinamici semnificativi ai undelor generate de explozie în ipoteza apariției a două tipuri de unde longitudinale (longitudinale de presiune, produse direct de explozie, și longitudinale de rarefiere, produse de reflexia undei de presiune pe suprafața liberă — vezi subcapitolul 3.2), care s-ar propaga cu viteze diferite.

În cazul undei longitudinale de presiune, viteza maximă verticală a particulei, pentru terenuri care au porozitate scăzută sau pentru terenuri saturate, se poate determina cu ajutorul formulei

$$v_z\,[\text{cm/s}]=K_v(\sqrt[3]{Q\,[\text{kg}]}/r\,[\text{m}])^2 \tag{4.57}$$

iar deplasarea maximă verticală se determină cu formula

$$u_z\,[\text{cm}]=K_u\sqrt[6]{Q\,[\text{kg}]}(\sqrt[3]{Q}/r\,[\text{m}])^2 \tag{4.58}$$

Valorile constantelor K_v și K_u pentru cîteva tipuri de teren sînt date în tabelul 4.15.

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 4.15

Valori ale mărimilor K_v, K_u, K_p, K_T și n

Tipul de rocă		Unde longitudinale		Unde R	
		K_v	K_u	K_T	n
Pămînt argilos		1 100	75	0,08	0,11
Nisip saturat		700	60	0,15	0,00
Granit		700	15	0,0058	0,44
Calcar dur		700	15	0,035	0,20
Loess cu umiditate	5%	130	14	0,06	
	2%	70	7,5	0,06	

Viteza maximă a particulei în cazul undei longitudinale de rarefiere este dată de relația

$$v\ [\text{cm/s}]=k_v(\sqrt[3]{Q\ [\text{kg}]}/r[\text{m}])^{1,7}, \tag{4.59}$$

în care mărimea k_v depinde de tipul de teren: pentru roci dure, $k_v \simeq 360$, iar pentru argile, $k_v \simeq 700$.

Perioada de oscilație, în cazul undei longitudinale de rarefiere, poate fi estimată cu ajutorul următoarelor relații (valabile pentru $10^3 \leqslant Q \leqslant 10^6$ kg):

$$T\ [\text{s}]=0,0065\sqrt[6]{Q\ [\text{kg}]} \tag{4.60}$$

pentru roci dure, și

$$T\ [\text{s}]=0,06(Q\ [\text{kg}])^{0,21} \tag{4.61}$$

pentru argile.

Deplasarea maximă verticală a particulei în undele de suprafață R (undele Rayleigh) este dată de expresia

$$u_z\ [\text{mm}]=1\,900(r_0/C_p)\varphi(Q/r_0)f(r), \tag{4.62}$$

în care: r_0 este distanța (față de explozie) la care undele devin cvasielastice și care poate fi calculată cu ajutorul formulei

$$r_0\ [\text{m}]=k_0\sqrt[3]{Q\ [\text{kg}]}, \tag{4.63}$$

în care $k_0=4,5$; 3; 2,5; 6÷8 respectiv pentru granit, șisturi, loess nisipos argilos, argilă.

Funcția $\varphi\ (Q/r_0)$, reprezentată în figura 4.21, exprimă efectul adîncimii de burare a exploziei.

Funcția $f(\bar{r})$ are forma:

$$f(\bar{r})=(\bar{r})^{-0,5}\ e^{-1,75(\bar{r})^{0,2}} \tag{4.64}$$

unde $\bar{r}=r/\sqrt[3]{Q}\ [\text{m/kg}^{1/3}]$

Scanned with OKEN Scanner

Cu ajutorul formulei (4.64) au fost calculate valorile funcției $f(\bar{r})$ din tabelul 4.16.

Deplasarea maximă orizontală u_H în undele R se poate determina cunoscînd raportul u_H/u_z (care are valorile 0,6÷1,1 pentru granit; 1÷2,2 pentru argilă; 1,4÷1,8 pentru loess) și componenta u_z, care se determină în modul arătat mai sus.

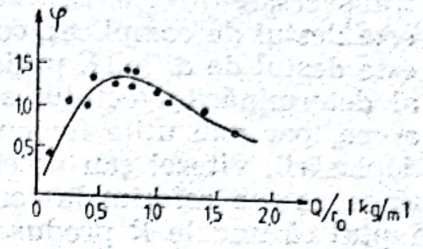


Fig. 4.21. Efectul adîncimii de burare a exploziei în funcție de raportul Q/r_0.

Perioada de oscilație a undelor R poate fi estimată cu ajutorul relației

$$T\,[s]=K_T(\sqrt[6]{Q})\left(\frac{r}{\sqrt[3]{Q}}\right)^n, \tag{4.65}$$

în care constantele K_T și n pentru cîteva tipuri de teren sînt prezentate în tabelul 4.15.

Tabelul 4.16

Valori ale funcției $f(\bar{r})$

$\bar{r}$	1	2	5	10	20	50
$f(\bar{r})$	$17{,}4\cdot10^{-2}$	$9{,}5\cdot10^{-2}$	$4\cdot10^{-2}$	$2\cdot10^{-2}$	$9{,}3\cdot10^{-3}$	$3{,}8\cdot10^{-3}$
$\bar{r}$	100	200	500	1 000	2 000	5 000
$f(\bar{r})$	$1{,}23\cdot10^{-3}$	$4{,}58\cdot10^{-4}$	$1{,}03\cdot10^{-4}$	$3\cdot10^{-5}$	$7{,}5\cdot10^{-6}$	$3{,}2\cdot10^{-6}$

Viteza maximă a particulei în plan vertical, pentru undele R, poate fi scrisă, deci, sub forma:

$$v_z\,[\text{mm/s}]=\frac{2\pi u_z}{T}=\frac{1{,}19\times10^4 r_0\varphi(Q/r_0)f(\bar{r})}{C_p K_T\sqrt[6]{Q(\bar{r})^n}} \tag{4.66}$$

iar viteza maximă în plan orizontal este

$$v_H\,[\text{mm/s}]=v_z\frac{u_H}{u_z}, \tag{4.67}$$

Cîteva detalii privind propagarea undelor Rayleigh sînt date în capitolul 2.

În absența datelor de înregistrare necesare la calculul precis al valorii mediate a spectrului pseudo-vitezelor relative, această valoare poate fi estimată cu ajutorul relației

$$(SPVR)_m\,[\text{m/s}]=c\frac{r[\text{m}]}{\sqrt[3]{Q[\text{kg}]}}. \tag{4.68}$$

Scanned with OKEN Scanner

în care c se determină de la caz la caz, în funcție de condițiile de amplasament și de condițiile de explozie.

În afară de cele trei unde pentru care sînt prezentate mai sus relațiile (4.57)—(4.67), deduse din date experimentale, mai pot apărea pe seismograme o mulțime de alte unde (longitudinale reflectate și refractate, transversale directe, reflectate și refractate etc.). Întrucît tabloul de unde este destul de complicat, considerăm că separarea undelor pe seismograme este destul de dificilă, puțin sigură și nu prea utilă din punctul de vedere al determinării efectului seismic al exploziilor asupra construcțiilor. De aceea, par mai utile formulele care se referă la amplitudinea maximă (a deplasării, vitezei sau accelerației particulei), indiferent cărei unde aparține ea (ne referim la formulele (4.51)—(4.56)). Totuși, ținînd seama de faptul că undele R produse de explozii sînt intense și prezintă, de obicei, cel mai mare pericol pentru construcții, formulele (4.62)—(4.67) devin utile din punct de vedere practic.

4.3.6. Evaluarea efectului seismic al undei de șoc aeriene

Exploziile produse în aer, pe suprafața pămîntului sau în cavități (săpate în roci) cu buraj necorespunzător (sau fără buraj) pot produce unde de șoc aeriene puternice. Vibrațiile aerului sînt generate de explozie și se propagă prin aer, fiind influențate de condițiile atmosferice și topografice existente. În mod obișnuit, următoarele patru mecanisme sînt responsabile de generarea vibrațiilor aerului de către explozii: explozia în aer; evacuarea gazelor în atmosferă de la încărcăturile de exploziv neburate; degajarea în atmosferă a gazelor de la fitilul detonant; mișcarea terenului produsă de explozie este transmisă aerului.

Detonarea explozivilor neburați și detonările în aer conduc la o rapidă degajare în atmosferă a tuturor gazelor, căldurii și luminii generate. Gazele în expansiune fac să apară în aer o undă de presiune numită *undă de șoc aeriană*. Această undă de șoc se caracterizează printr-o suprapresiune (o creștere bruscă a presiunii peste cea atmosferică). Această creștere a presiunii este urmată de o descreștere (fig. 4.22, *a*), ceea ce face ca, după un anumit timp, faza pozitivă a variației de presiune să fie urmată de o fază negativă în care presiunea devine mai mică decît cea atmosferică (fig. 4.22, *a*, *b* și *c*).

Variația suprapresiunii SP în faza pozitivă, la un timp oarecare după producerea undei de șoc, este exprimată de relația

$$SP(t)=SP_0(1-t/t_{os})e^{-t/t_{os}}, \tag{4.69}$$

în care: SP_0 reprezintă valoarea suprapresiunii de vîrf (maxime); t_{os} — durata fazei pozitive a suprapresiunii (fig. 4.22, *c*); t — timpul măsurat de la momentul apariției undei de șoc.

Relația (4.69) este valabilă pentru suprapresiuni mai mici de $7\cdot10^5$ dyn/cm^2.

Mărimea SP_0 corespunzătoare exploziilor în aer, poate fi calculată cu ajutorul relației

$$SP_0\,[\text{dyn/cm}^2]=10^7\left(\frac{Q[\text{kg}]}{10^8}\right)^{2/3}\cdot\left(\frac{400}{r\ [\text{m}]}\right)^2, \tag{4.70}$$

Scanned with OKEN Scanner

iar durata t_{os} folosind relația

$$t_{0s}\ [\mathrm{s}] = 0{,}46(Q\ [\mathrm{kg}]/10^6)^{1/3}\left(\frac{SP_0[10^7\ \mathrm{dyn/cm^2}]}{10^{-2}}\right)^{0{,}3}, \tag{4.71}$$

Pentru calculul mărimii SP_0 mai pot fi folosite și formule de tipul

$$SP_0\ [\mathrm{dyn/cm^2}] = 10^6\left(\frac{10{,}7}{(\bar{r})^3} - 1\right), \text{ pentru } \bar{r} = \frac{r}{\sqrt[3]{Q}} \leqslant 1\ \mathrm{m/kg^{1/3}} \tag{4.72}$$

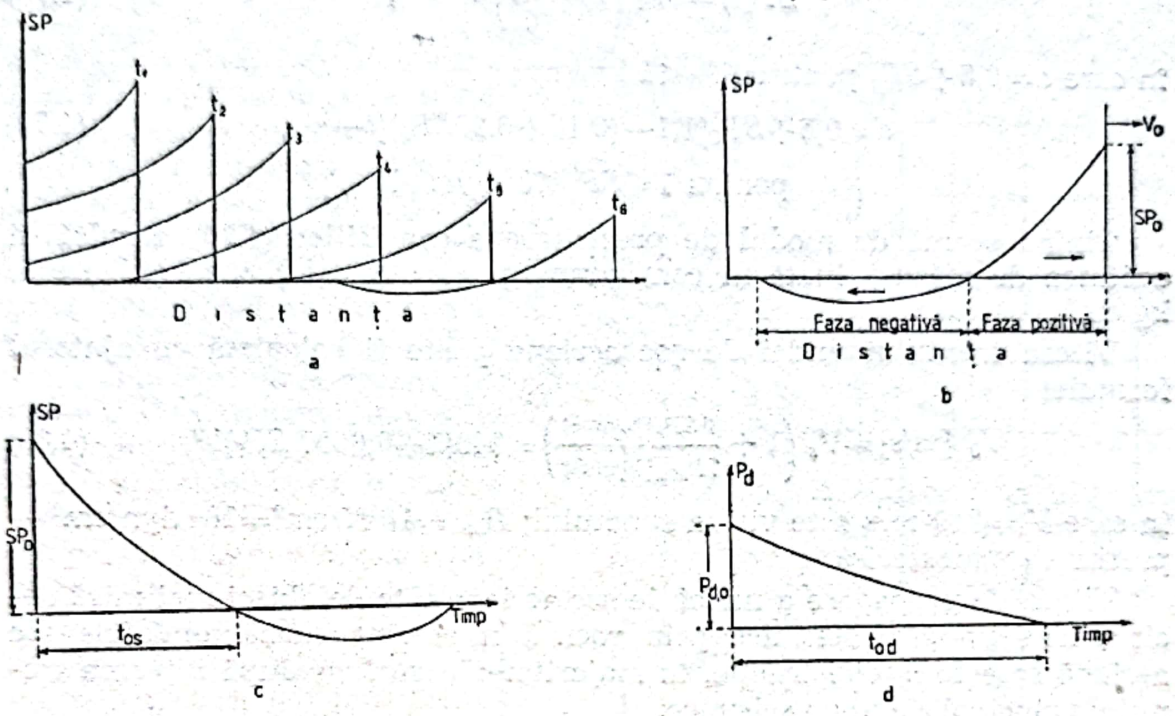


Fig. 4.22. Variația parametrilor SP și P_d ai undei de șoc aeriene în funcție de distanța față de locul exploziei (a, b) și de timp (c, d).

și

$$SP_0\ [\mathrm{dyn/cm^2}] = 10^6\left(\frac{0{,}76}{\bar{r}} + \frac{2{,}55}{(\bar{r})^2} + \frac{6{,}5}{(\bar{r})^3}\right), \tag{4.73}$$

pentru $1 < \bar{r} \leqslant 1{,}5\ \mathrm{m/kg^{1/3}}$.

Formula (4.72) aparține lui *Naumenko* și *Petrovski*, iar (4.73) lui *Sadovski*.

În urma unor cercetări experimentale, *Henrych* a obținut următoarele relații:

$$SP_0\left[\frac{\mathrm{dyn}}{\mathrm{cm^2}}\right] = 10^6\left(\frac{14{,}0717}{\bar{r}} + \frac{6{,}5397}{(\bar{r})^3} - \frac{0{,}3572}{(\bar{r})^3} + \frac{0{,}00625}{(\bar{r})^4}\right), \tag{4.74}$$

pentru $0{,}05 < \bar{r} = r/\sqrt[3]{Q} \leqslant 0{,}3\ \mathrm{m/kg^{1/3}}$;

$$SP_0\left[\frac{\mathrm{dyn}}{\mathrm{cm^2}}\right] = 10^6\left(\frac{6{,}1938}{\bar{r}} - \frac{0{,}3262}{(\bar{r})^2} + \frac{2{,}1324}{(\bar{r})^3}\right), \tag{4.75}$$

pentru $0{,}3 < \bar{r} < 1\ \mathrm{m/kg^{1/3}}$;

$$SP_0\left[\frac{\mathrm{dyn}}{\mathrm{cm^2}}\right] = 10^6\left(\frac{0{,}622}{\bar{r}} + \frac{4{,}05}{(\bar{r})^2} + \frac{3{,}29}{(\bar{r})^3}\right), \tag{4.76}$$

pentru $1 \leqslant \bar{r} \leqslant 10\ \mathrm{m/kg^{1/3}}$

Scanned with OKEN Scanner

De asemenea, pentru calculul duratei suprapresiunii poate fi folosită relația propusă de *Sadovski:*

$$t_{os}[s]=B\cdot 10^{-3}\sqrt[6]{Q\ [\mathrm{kg}]}\cdot\sqrt{r\ [\mathrm{m}]}, \tag{4.77}$$

unde B este o constantă ce poate lua valori între 1,0 și 1,5.

Pentru variația suprapresiunii SP s-a propus, de asemenea, relația

$$SP(t)=SP_0\left(1-\frac{t}{t_{os}}\right)e^{-at/t_{os}}, \tag{4.78}$$

în care $a=0{,}5+SP_0$ pentru $SP_0<1$ kg/cm²;

$$a=0{,}5+SP_0[1{,}1-(0{,}13+0{,}20SP_0)(t-\tau)], \tag{4.79}$$

$$\text{pentru } 1\leqslant SP_0\leqslant 3 \text{ kg/cm}^2.$$

Ținînd seamă de modul de prezentare a condițiilor (4.79), rezultă că unitatea de măsură luată în considerare pentru SP și SP_0 în (4.78) este kg/cm².

Viteza frontului undei de șoc aeriene poate fi calculată cu ajutorul formulei

$$V_0\ [\mathrm{m/s}]=V_s\left(1+\frac{6SP_0[\mathrm{N/cm^2}]}{7P_{atm}[\mathrm{N/cm^2}]}\right)=340(1+0{,}0857\ SP_0)^{1/2}, \tag{4.80}$$

în care $V_s=340$ m/s este viteza sunetului; $P_{atm}=10$ N/cm²$=10^6$ dyn/cm² — presiunea atmosferică.

Viteza de propagare a undei de șoc aeriene este de obicei mai mică decît viteza undelor seismice prin roci. Din această cauză, unda de șoc aeriană sosește la construcție, în majoritatea cazurilor, după trecerea trenului principal de unde seismice:

Datorită suprapresiunii, adică datorită „suflului exploziei", masele de aer se mișcă în sensuri contrare (v. săgețile din fig. 4.22,*b*) dînd naștere unor vînturi puternice, care însoțesc unda de șoc. Efectul presiunii produsă de aceste vînturi puternice se numește *presiune dinamică,* care este exprimată de relația

$$P_d=\frac{1}{2}\rho_a V_v^2, \tag{4.81}$$

în care: ρ_a este densitatea aerului; V_v — viteza vîntului care însoțește unda de șoc.

Variația presiunii dinamice, P_d, în timp este dată de relația

$$P_d=P_{d,0}\left(1-\frac{t}{t_{od}}\right)e^{-2\frac{t}{t_{od}}}, \tag{4.82}$$

în care $P_{d,0}$ este presiunea dinamică maximă; t_{od} — durata fazei pozitive a presiunii dinamice (fig. 4.22, *d*).

Mărimea $P_{d,0}$ poate fi calculată cu ajutorul relației

$$P_{d,0}\left[\frac{\mathrm{dyn}}{\mathrm{cm^2}}\right]=3\cdot 10^6\left(\frac{Q[\mathrm{kg}]}{10^8}\right)^{0.424}\cdot\left(\frac{500}{r[\mathrm{m}]}\right)^{1.272}, \tag{4.83}$$

iar durata fazei pozitive a presiunii dinamice, folosind formula

$$t_{od}=1{,}5t_{os} \tag{4.84}$$

Scanned with OKEN Scanner

Variația suprapresiunii maxime și variația presiunii dinamice maxime în funcție de distanța de la locul exploziei, pentru o încărcătură de o kilotonă, au forma celor prezentate în figura 4.23 (Fertis, 1972). În cazul a două explozii de încărcături Q_1 și Q_2, distanțele r_1 și r_2 la care se regăsesc aceleași valori ale suprapresiunii maxime SP_0 și ale presiunii dinamice maxime $P_{d,0}$ satisfac relația

$$\frac{r_2}{r_1} = \left(\frac{Q_2}{Q_1}\right)^{1/3} \tag{4.85}$$

Au fost făcute, de asemenea, studii privind atenuarea undei de șoc aeriene cu adîncimea de îngropare a încărcăturii de exploziv, precum și studii în legătură cu influența factorilor meteorologici asupra intensității acestei unde. Astfel, *Grant et al.* (1967), care au făcut cercetări privind generarea și propagarea undelor de explozie, pentru un program de reducere a zgomotului, au stabilit că viteza și direcția vîntului, presiunea și temperatura atmosferei au un mare efect asupra propagării undei de șoc aeriene.

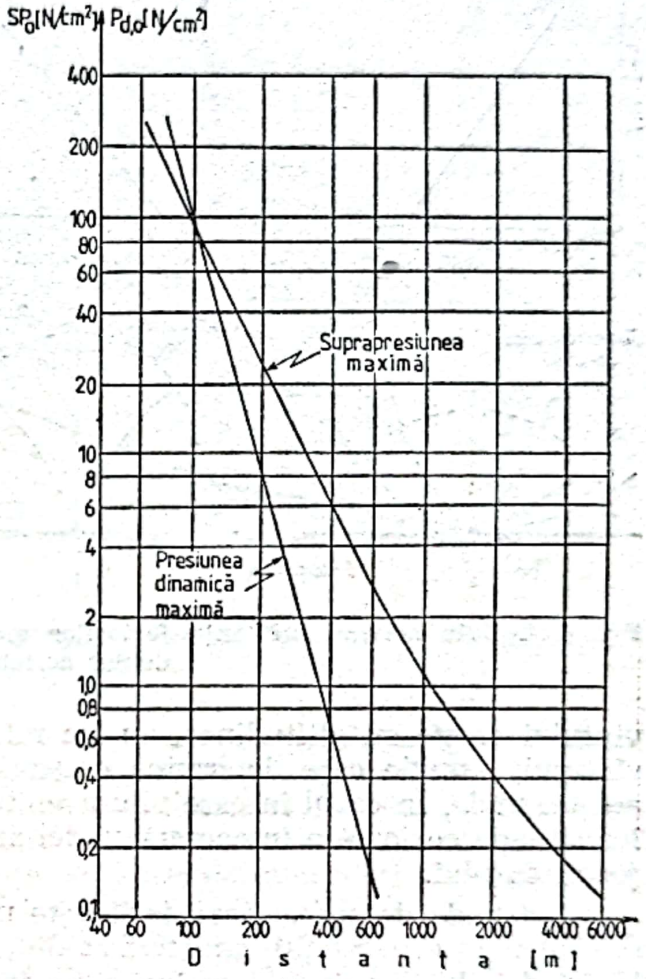


Fig. 4.23. Variația parametrilor SP_0 și $P_{d,0}$ ai undei de șoc aeriene în funcție de distanța față de locul exploziei, pentru o încărcătură de o kilotonă.

Se știe că viteza sunetului crește cu circa 0,6 m/s pentru fiecare creștere cu 1°C a temperaturii. Figura 4.24, *a* arată condițiile ideale de explozie, din punctul de vedere al producerii unui efect minim al undei aeriene. Această figură reprezintă cazul cînd temperatura descrește cu altitudinea — situație în care și viteza sunetului descrește cu altitudinea. În aceste condiții, traiectoriile (razele) undelor sînt curbate în sus (vezi subcapitolul2.3), nu în jos către suprafața pămîntului.

Creșterea temperaturii cu altitudinea sau cazul creșterii vitezei sunetului cu altitudinea determină curbarea traiectoriilor undelor spre suprafața pămîntului (fig. 4.24, *b*). Aceasta face posibilă reflectarea undelor pe suprafața pămîntului și interferarea acestor unde reflectate cu cele „directe", ceea ce poate constitui o mare amplificare a suprapresiunii undei aeriene.

În figura 4.24, *c* este reprezentat efectul schimbării gradientului temperaturii (și al vitezei sunetului) cu altitudinea de la pozitiv la negativ. Această situație de inversie a temperaturii este frecvent prezentă în zorii timpurii ai zilei și după apusul soarelui. Datorită variației vitezei sune-

tului cu altitudinea și datorită schimbării de semn a gradientului acestei viteze, forma traiectoriilor undei aeriene este cea prezentată în figura 4.24, c, situație în care pot avea loc considerabile focalizări, ceea ce constituie amplificări foarte mari ale suprapresiunii undei de șoc aeriene.

Deși efectul vîntului asupra presiunii undei de șoc aeriene este mai puțin critic decît efectul temperaturii, el poate constitui, totuși, în unele cazuri, o problemă la fel de importantă ca cea a temperaturii. Dacă viteza

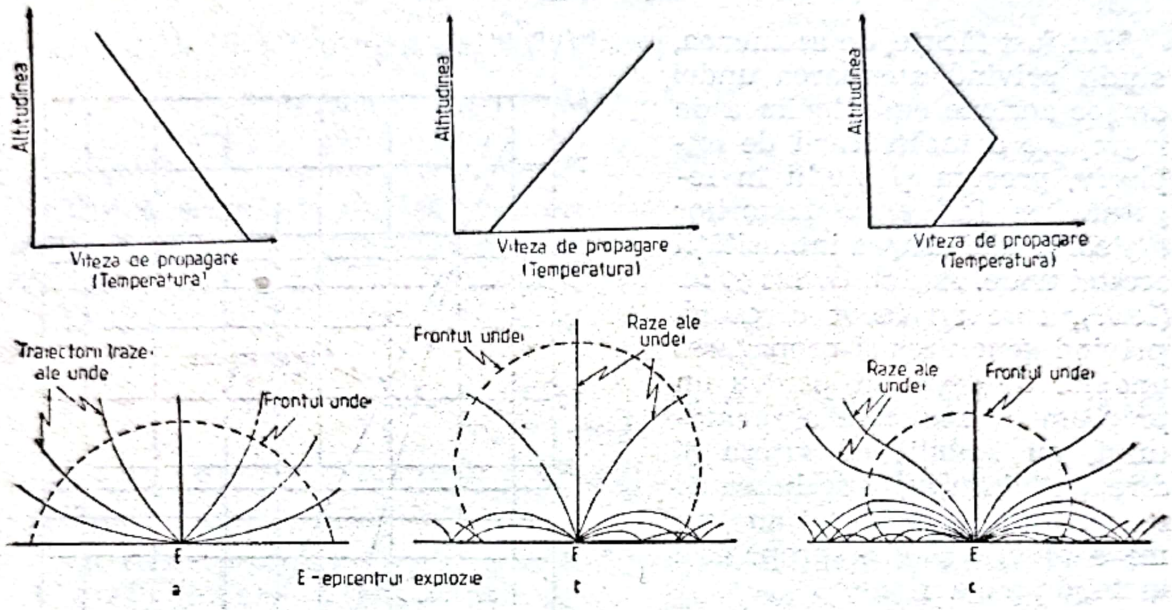


Fig. 4.24. Date privind influența factorilor meteorologici asupra intensității undei de șoc aeriene.

vîntului crește cu altitudinea, au loc refracții ale undei aeriene în josul vîntului, situație care determină creșteri foarte mari ale suprapresiunii acestei unde. În cazul în care viteza vîntului descrește cu altitudinea, are loc situația curioasă a întoarcerii undei aeriene mai mult în susul decît în josul vîntului.

Cînd unda de șoc aeriană întîlnește un obstacol (de exemplu, un perete al unei construcții) caracterizat de altă viteză de propagare a undelor și de altă densitate, presiunea pe frontul undei de șoc crește brusc datorită formării undei de șoc reflectată. Valoarea suprapresiunii maxime reflectate SP_r depinde de suprapresiunea maximă incidentă SP_0, de impedanța mecanică a acelui obstacol și de unghiul de emergență α al undei de șoc pe suprafața reflectatoare. Dacă unda de șoc cade normal pe suprafața reflectatoare ($\alpha=90°$), suprapresiunea reflectată este

$$SP_r=2SP_0\frac{7P_{atm}+4SP_0}{7P_{atm}+SP_0} \qquad (4.86)$$

Pentru unghiuri de emergență $\alpha<90°$, suprapresiunea reflectată scade, devenind zero pentru $\alpha=0$.

Efectele de reflexie SP_r ale undei de șoc care cade normal pe peretele unei construcții sau pe geamurile de la ferestre, descresc foarte repede ajungînd la o valoare care corespunde suprapresiunii SP plus o parte însemnată din presiunea dinamică P_d (fig. 4.25).

În cazul în care vibrațiile aerului sînt generate de mișcarea solului produsă de explozie, suprafața solului acționează ca un piston mișcînd aerul de deasupra punctului de detonare. Cantitatea de aer deplasată de mișcarea solului este, însă, mai mică în comparație cu volumul gazelor eliberate în timpul exploziei.

Windes (1952) a făcut o serie de experiențe în care încărcăturile de exploziv au fost detonate în aer, în scopul producerii unei suprapresiuni

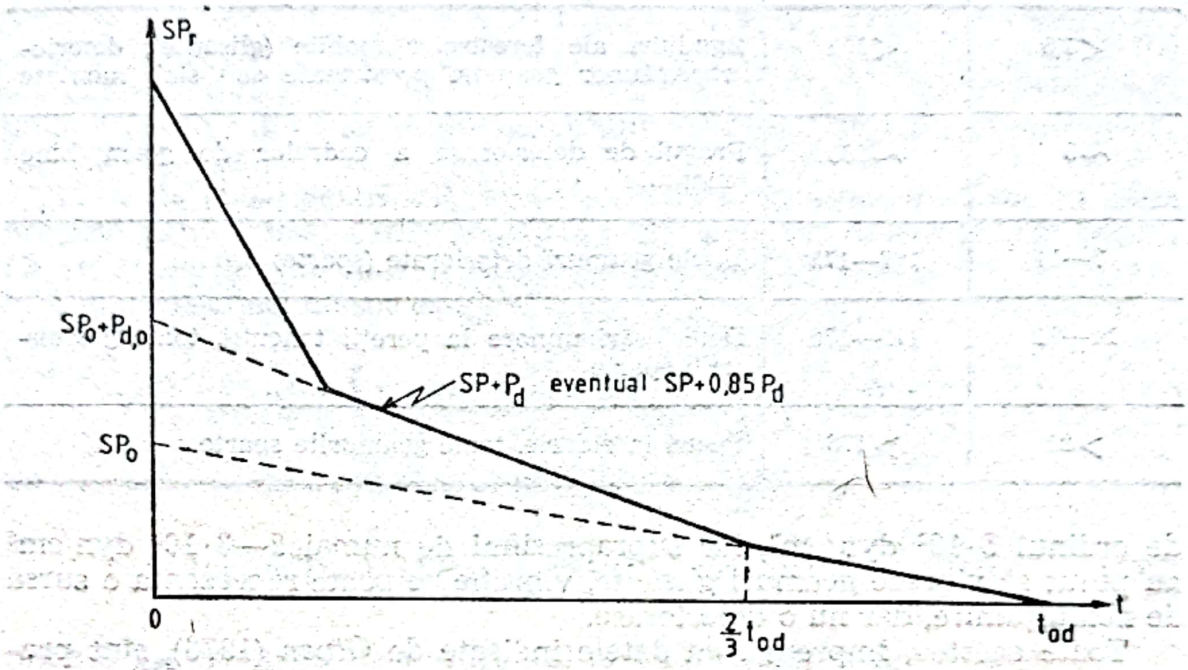


Fig. 4.25. Variația suprapresiunii maxime reflectate a undei de șoc aeriene în funcție de timp.

suficient de mari a undei de șoc aeriene pentru a sparge geamurile de la ferestrele unor clădiri. S-a constatat că avarierea geamurilor a avut loc înaintea oricărui alt tip de deteriorare a clădirilor. Cîteva geamuri s-au crăpat la o suprapresiune de circa $7 \cdot 10^4$ dyn/cm² (1 psi), iar la o undă de șoc aeriană cu suprapresiuni de două-trei ori mai mari (2—3 psi) s-au spart toate geamurile și în pereții tencuiți au apărut deteriorări minore.

Suprapresiuni mai mari au cauzat mult mai serioase deteriorări, cum ar fi fisuri în zidărie. Aceste fisuri au fost cauzate de acțiunea de curbare (încovoiere) a pereților, provocată de unda de șoc aeriană.

Geamurile slab montate sau care sînt prestresate din diferite cauze pot fi deteriorate cînd sînt expuse la suprapresiuni chiar de ordinul 10^3 dyn/cm². Încărcăturile de exploziv egale cu cele folosite în cazul exploziilor în aer și detonate, însă, în găuri de sondă, la distanțe explozii-ferestre egale cu cele la care au fost produse exploziile în aer, n-au produs spargerea geamurilor.

Pe baza acestor studii s-a tras concluzia că în condiții normale de explozii în sonde sau camere de minare, bine burate, problema deteriorărilor provocate de unda de șoc aeriană este nesemnificativă.

Rezultatele unui studiu vast al problemei suprapresiunii produse de unda de șoc aeriană (Perkins et al., 1960, 1964) sînt asemănătoare cu acelea ale lui *Windes* (1952). Geamurile forțate în cadre, astfel încît ele să fie sub stres constant, au crăpat cînd au fost supuse la suprapresiuni de ordinul $7 \cdot 10^3$ dyn/cm². Cele montate bine au suportat chiar suprapresiuni

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 4.17

Deteriorările probabile asociate cu diferite valori ale suprapresiunii create de unda de șoc aeriană

Suprapresiunea		Deteriorări observate
[10^4 dyn/cm^2]	[Db]	
$<1{,}5$	<153	Zguduiri ale ferestrelor mobile (glisante), deteriorarea unor geamuri prestresate sau slab montate
~ 5	~ 165	Pragul de deteriorare a cadrelor de geam bine montate
7—14	167—173	Unele geamuri deteriorate (sparte)
14—21	173—176	Deteriorări minore la pereții tencuiți, toate geamurile sparte
>21	>176	Fisuri în zidărie, toate geamurile sparte.

de ordinul $5 \cdot 10^4$ dyn/cm^2, iar suprapresiuni de numai $2—3 \cdot 10^3$ dyn/cm^2 au putut să vibreze geamuri glisante, vibrație ce poate reprezenta o sursă de nemulțumire, dar nu o deteriorare.

Toate acestea, împreună cu datele indicate de *Given* (1973), sînt prezentate sintetic în tabelul 4.17.

Din cele prezentate mai sus rezultă că un nivel de presiune a undei de șoc aeriene de ordinul $(3 \div 4)10^4$ dyn/cm^2 ar reprezenta un nivel nepericulos pentru geamurile bine montate. Acest nivel ar asigura totodată și evitarea celorlalte deteriorări (fisuri în tencuială, în zidărie etc.), dar nu ar rezolva problema spargerii geamurilor pretensionate și a vibrației ferestrelor glisante.

4.3.7. Evaluări ale unor parametri ai undei de șoc generate de exploziile în apă

În capitolul 2 al acestei lucrări sînt date cîteva elemente privind mecanismul exploziei în apă. În cele ce urmează prezentăm cîteva relații cu ajutorul cărora pot fi evaluați unii parametri ai undei de șoc în apă.

Astfel, pentru calculul suprapresiunii maxime au fost stabilite relații asemănătoare cu cele din cazul undei de șoc aeriene; adică:

$$(SP_0)_{apă}\ [\mathrm{dyn/cm^2}] = 10^6 \left(\frac{355}{\bar{r}} + \frac{115}{(\bar{r})^2} - \frac{2{,}44}{(\bar{r})^3} \right), \qquad (4.87)$$

$$\text{pentru } 0{,}05 \leqslant \bar{r} = r/\sqrt[3]{Q} \leqslant 10 \text{ m/kg}^{1/3}$$

și

$$(SP_0)_{apă}\ [\mathrm{dyn/cm^2}] = 10^6 \left(\frac{294}{\bar{r}} + \frac{1\,387}{(\bar{r})^2} - \frac{1\,783}{(\bar{r})^3} \right), \qquad (4.88)$$

$$\text{pentru } 10 < \bar{r} \leqslant 50 \text{ m/kg}^{1/3}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Suprapresiunea creată poate fi exprimată sub forma

$$(SP(t))_{apă} = (SP_0)_{apă} \exp\left[\left(-\frac{1}{\theta^*}\right)\left(t-\frac{r}{V_s}\right)\sigma_0\left(t-\frac{r}{V_s}\right)\right], \tag{4.89}$$

unde θ^* este o constantă de timp, care se determină cu ajutorul următoarei relații

$$\theta^*[\mathrm{s}] = 10^{-4}\sqrt[3]{Q(\bar{r})^{0,24}}; \tag{4.90}$$

$$\sigma_0\left(t-\frac{r}{V_s}\right) = \begin{cases} 1 \text{ pentru } t \geqslant r/V_s \\ 0 \text{ pentru } t < r/V_s \end{cases}; \tag{4.91}$$

unde V_s este viteza sunetului (aproximativ egală cu viteza undei generate de explozie).

Formula (4.89) determină dependența de timp a undei de șoc cu mare precizie pentru $0 \leqslant t < 7\theta^*$; pentru $t > 7\theta^*$, precizia descrește, iar pentru $t \gg 7\theta^*$, valorile sînt mult depărtate de realitate.

Impulsul undei de șoc este

$$i(t) = \int_0^t (SP(t))_{apă}\, dt = (SP_0)_{apă}\,\theta^*(1-e^{-t/\theta^*}), \tag{4.92}$$

iar valoarea totală a impulsului undei de șoc este

$$i[\mathrm{kgs/m^2}] = \int_0^\infty (SP(t))_{apă}\, dt = (P)_{apă}\,\theta^* = 604\sqrt[3]{(\bar{r})^{-0,86}\,Q}, \tag{4.93}$$

unde $(P)_{apă}$ este presiunea în frontul undei de șoc în apă.

Durata suprapresiunii undei de șoc în apă este mult mai mică decît cea a suprapresiunii undei de șoc aeriene.

Pentru calculul lungimii de undă se poate folosi relația

$$\lambda[\mathrm{m}] = 0{,}292\sqrt[4]{Qr}. \tag{4.94}$$

Este cazul să precizăm faptul că în relațiile din paragraful 4.3.6 și din acesta, în care apare încărcătura Q, aceasta trebuie să fie exprimată în echivalent trinitrotoluen (TNT), adică în kg TNT.

4.3.8. Reacția oamenilor la vibrațiile produse de explozii

Întrucît explozia este ea însăși privită de oameni ca ceva dezagreabil, chiar nivelurile de vibrație care sînt complet nepericuloase pentru clădiri sînt supărătoare și neconfortabile cînd sînt privite subiectiv de populație.

Diagrama din figura 4.26 prezintă rezultatele lui *Reiher* și *Meister* privind reacția oamenilor la vibrații (produse de explozii) de diferite amplitudini ale deplasării și de diferite frecvențe. Liniile din această figură arată cînd efectul a fost considerat abia observabil (linia *a*), clar perceptibil (linia *b*), iritant (linia *c*) și dezagreabil (linia *d*).

O altă diagramă privind răspunsul subiectiv al oamenilor la vibrații (produse de explozii) de diferite viteze ale particulei și de diferite frecvențe, este dată în figura 4.27 (Nicholls et al., 1971). Linia *a* corespunde

Scanned with OKEN Scanner

cazului cînd efectul exploziei a fost de abia perceptibil, linia *b* cazului cînd efectul a fost neplăcut și linia *c* corespunde efectului greu suportabil. Linia orizontală *d* reprezintă nivelul maxim admisibil (v=51 mm/s) pentru clădiri de locuit (vezi paragraful 4.3.2.).

Se știe că frecvențele predominante ale vibrațiilor produse de explozii sînt în mod obișnuit în gama 6÷60 Hz. Dacă o clădire este vibrată la o

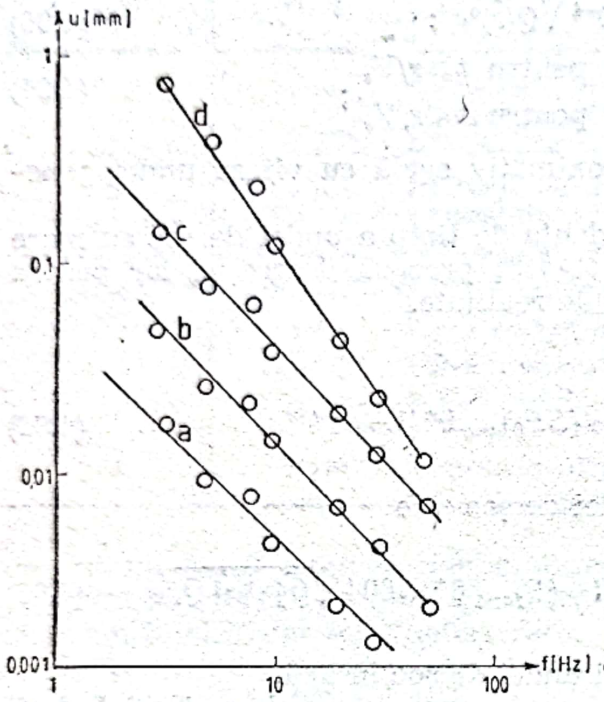


Fig. 4.26. Date privind reacția oamenilor la vibrații produse de explozii.

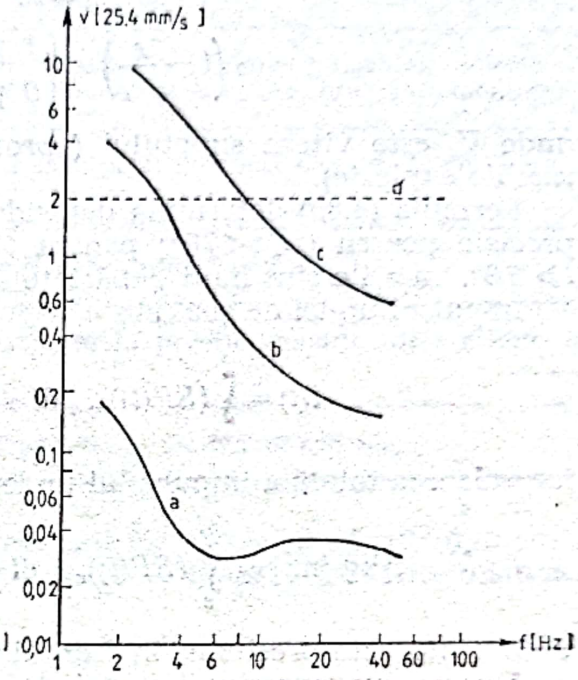


Fig. 4.27. Alte date privind reacția oamenilor la vibrații produse de explozii.

Tabelul 4.18

Răspunsul oamenilor la diferite niveluri de vibrație

Viteza maximă a particulei [mm/s]	Acțiune asupra oamenilor
<0,15	Nici una
0,15—0,3	Ușor perceptibilă
2	Perceptibilă
5	Perturbație care începe să fie supărătoare
15	Perturbație neplăcută
50	Greu suportabilă.

viteză a particulei de 51 mm/s (nivelul maxim admisibil pentru clădiri de locuit), este foarte probabil ca aceasta să nu sufere nici un fel de deteriorări, însă nivelul de vibrație văzut subiectiv de populație este greu suportabil. Chiar în cazul în care viteza particulei este de 25 mm/s, cînd clădirile de locuit sînt considerate în afară de orice pericol, nivelul de vibrație este tot greu suportabil (fig. 4.27). Chiar la o viteză a particulei de numai 5 mm/s, cînd probabilitatea de apariție a oricărei deteriorări este zero, nivelul de vibrație este încă văzut ca neplăcut de unele persoane (fig. 4.27).

Rezultate asemănătoare au fost obținute de *Rowe* (1973) (tabelul 4.18).

Nicholls et al. (1971) au efectuat un studiu statistic privind reclamațiile făcute de oameni în cazul producerii unei

Scanned with OKEN Scanner

explozii. Rezultatele acestui studiu sînt date în figura 4.28, în care s-au suprapus limitele de „perceptibil", „neplăcut" și „greu suportabil" pe o reprezentare a vitezei particulei în funcție de procentajul de reclamații. Se observă că mai mult de 35% din familiile aflate în zona unde viteza particulei a depășit 51 mm/s au făcut reclamații. De fapt, aceasta este zona răspunsului subiectiv „greu suportabil" și era de anticipat să se facă multe reclamații. În zona răspunsului subiectiv „perceptibil" au făcut

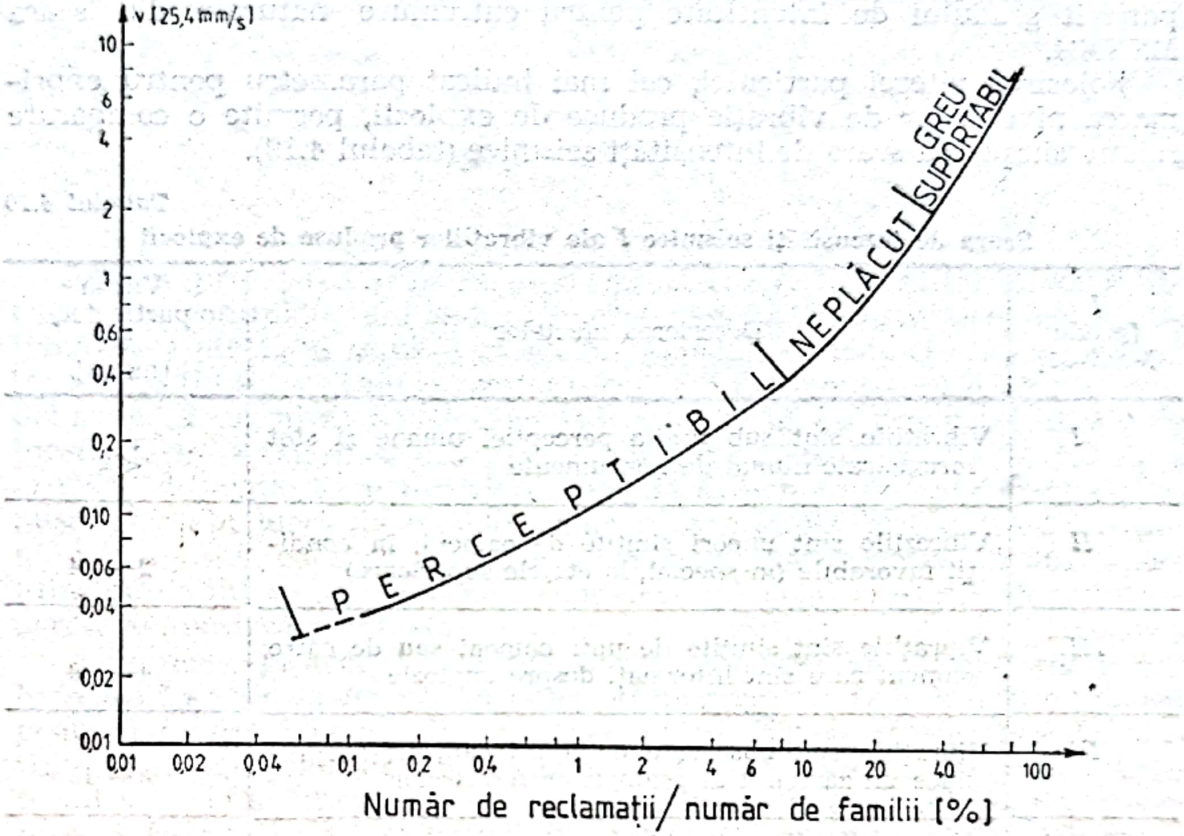


Fig. 4.28. Alte date privind reacția oamenilor la vibrații produse de explozii.

reclamații mai puțin de 8% din familii. De aceea, cînd exploziile se produc într-o zonă foarte populată, se recomandă ca nivelul maxim admisibil al vibrațiilor, exprimat în viteză a particulei, să fie de circa 10 mm/s pentru ca procentajul de reclamații să nu depășească 8%.

O relație asemănătoare există pentru zgomotul asociat cu presiunile undei de șoc aeriene (v. tabelul 4.17). Presiunea undei aeriene de la cele mai multe explozii este mult mai mică decît aceea care cauzează spargerea geamurilor. Totuși, nivelul sonor la o suprapresiune de $7 \cdot 10^2$ dyn/cm² (127 db), de exemplu, este comparabil cu sunetul maxim dintr-o cazangerie sau cu nivelul de zgomot la o distanță de numai 1 m de un nituitor pneumatic. Nivelul sonor la o suprapresiune de $0{,}7 \cdot 10^2$ dyn/cm² (107 db) se compară cu sunetul generat la o distanță de 1 m de o trompetă sau de un clacson sau de o presă de perforat automată.

Se observă deci că există toate motivele ca reacția oamenilor la vibrațiile produse de explozii să fie, bineînțeles, subiectivă, dar și mult exagerată, dacă ținem seama de faptul că ei reacționează deja la niveluri de vibrație aflate mult sub nivelul maxim admisibil pentru construcții.

107113

Scanned with OKEN Scanner

4.3.9. Scara de intensităţi seismice ale vibraţiilor produse de explozii

Medvedev (1968) a propus o scară a intensităţilor seismice, valabilă pentru explozii şi bazată pe corelarea dintre efectele macroseismice (efecte asupra construcţiilor şi asupra oamenilor) şi caracteristicile determinate instrumental (tabelul 4.19). La întocmirea acestei scări s-a ţinut seama ca efectul macroseismic, potrivit indicaţiilor ei, să corespundă la un efect potrivit gradului de intensitate pentru cutremure naturale din scara MSK-64.

Folosirea vitezei particulei, cel mai indicat parametru pentru exprimarea nivelurilor de vibraţie produse de explozii, permite o comparare relativ simplă cu scara de intensităţi seismice (tabelul 4.19).

Tabelul 4.19

Scara de intensităţi seismice *I* ale vibraţiilor produse de explozii

I [grade MSK-64]	Descrierea efectelor	Viteza particulei, v [mm/s]
I	Vibraţiile sînt sub limita percepţiei umane şi sînt înregistrate numai de instrumente	<2
II	Vibraţiile sînt uneori simţite de oameni, în condiţii favorabile (în special, la etajele superioare)	2— 4
III	Vibraţiile sînt simţite de unii oameni sau de către oameni care sînt informaţi despre explozie	4— 8
IV	Vibraţiile sînt observate de mulţi oameni; se produce un zăngănit al geamurilor ferestrelor	8— 15
V	Se desprind porţiuni ale văruielii; deteriorări la construcţii şubrede	15— 30
VI	Se produc fisuri în tencuială; deteriorări la clădiri prost construite	30— 60
VII	Se produc deteriorări la construcţii care sînt în stare satisfăcătoare, ca: fisuri în tencuială, căderea de bucăţi de tencuială, fisuri fine în pereţi, fisuri în sobe şi coşuri de fum	60—120
VIII	Se produc deteriorări considerabile la construcţii: fisuri în pereţii portanţi şi în elementele de rezistenţă, fisuri mari în pereţii despărţitori, căderea coşurilor şi tencuielii	120—240
IX	Distrugerea clădirii, adică fisuri mari în pereţi, exfolierea zidăriei, căderea de porţiuni din pereţi etc.	240—480
X—XII	Distrugere mare şi prăbuşirea construcţiilor	>480

Scanned with OKEN Scanner

5.

TEHNICI DE REDUCERE A EFECTULUI SEISMIC AL EXPLOZIILOR ASUPRA CONSTRUCȚIILOR ȘI METODE PENTRU CONTROLUL SEISMIC AL VIBRAȚIILOR PRODUSE DE EXPLOZII

Pentru protejarea construcțiilor împotriva deteriorărilor produse de exploziile controlate din industrie este necesar să se aplice tehnici de reducere a efectului seismic al acestor explozii — tehnici care să asigure în același timp, dacă nu o creștere, cel puțin o menținere a efectului de derocare la un nivel satisfăcător, încît procesul de producție să nu fie încetinit. În acest sens, cea mai importantă metodă constă în folosirea grupării de explozii cu întîrziere, metodă care mărește randamentul împușcărilor din lucrările miniere și de pe șantierele de construcții, acționînd în sensul reducerii efectului seismic (micșorarea numitorului raportului ce definește, în acest caz, randamentul) și al creșterii efectului de derocare (mărirea numărătorului).

Asigurarea protecției construcțiilor și a oamenilor care locuiesc sau lucrează în acestea împotriva deteriorărilor ce pot fi induse de explozii poate fi realizată prin aplicarea unei metode sigure și eficiente de control seismic al vibrațiilor. Sînt cunoscute trei metode diferite pentru controlul seismic al vibrațiilor produse de explozii: metoda elaborată în țara noastră (sau metoda „magnitudinii aparente"), metoda școlii americane și cea a școlii sovietice (ultimele două folosind, în moduri diferite, noțiunea de „distanță redusă").

5.1. Grupări de explozii

Exploziile controlate din industrie pot fi produse fie amplasînd încărcătura într-o singură cavitate (explozii concentrate), fie distribuind-o în mai multe cavități, de obicei de formă cilindrică (grupări de explozii), în care detonarea poate avea loc simultan sau cu anumite decalaje de timp (întîrzieri) mai mari (explozii cu macroîntîrziere) sau mai mici (explozii cu microîntîrziere).

Grupările de explozii se folosesc în prospecțiunea seismică, în industria minieră și în executarea unor lucrări de construcții. În fiecare din aceste domenii, grupările de explozii sînt caracterizate de parametri specifici, adică de parametri care țin seama de scopul lucrării respective.

Dependența dintre amplitudinea undelor generate de explozie și încărcătura de exploziv este exprimată de o relație de forma (1.75). Conform

Scanned with OKEN Scanner

acestei relații, explozia unei încărcături concentrate Q_Σ (nedistribuită în mai multe cavități, ci într-una singură) produce o oscilație de amplitudine

$$A_\Sigma = k_1 Q_\Sigma^q \tag{5.1}$$

Dacă încărcătura Q_Σ este distribuită în mod egal la n cavități de explozie dintr-o grupare, încărcătura fiecărei explozii fiind $Q = Q_\Sigma / n$, amplitudinea oscilației generate de o singură explozie din grupare va fi

$$A = k_1 (Q_\Sigma / n)^q \tag{5.2}$$

Explozia simultană (denumită și explozie instantanee) a celor n încărcături (fiecare de greutate Q_Σ / n) permite să se obțină, datorită însumării sinfazice a oscilațiilor, amplitudinea

$$A_n = n k_1 (Q_\Sigma / n)^q \tag{5.3}$$

Mărimea

$$K(n) = A_n / A_\Sigma = n^{1-q} \tag{5.4}$$

este caracteristica de amplitudine a grupării de explozii. Ea exprimă dependența de n a raportului dintre amplitudinea vibrației produse de o grupare de explozii instantanee (cu detonare simultană a încărcăturilor) și amplitudinea vibrației produse de o singură explozie, a cărei încărcătură Q_Σ este egală cu încărcătura totală a celor n explozii din grupare ($Q_\Sigma = nQ$). Întrucît $q < 1$, se poate trage concluzia că aplicarea grupării de explozii instantanee conduce la generarea unor unde mai intense decît undele produse de o singură explozie a cărei încărcătură este egală cu suma încărcăturilor din grupare.

Acest efect al grupării de explozii este folosit în prospecțiunea seismică, unde scopul este să se obțină un efect seismic cît mai puternic (unde seismice utile cît mai intense). S-a constatat că factorul q scade cu creșterea încărcăturii de exploziv. Astfel, la încărcături Q_Σ mari, randamentul grupării de explozii în prospecțiunea seismică poate crește mult. Prin creșterea amplitudinii semnalului produs de explozie se ajunge, implicit, la creșterea raportului dintre semnalul util și nivelul perturbațiilor întîmplătoare care nu depind de explozie.

Grupările de explozii instantanee folosite în prospecțiunea seismică contribuie la îmbunătățirea raportului semnal-zgomot datorită următoarelor efecte:

— separarea undelor coerente datorită efectului directiv al împușcărilor grupate;

— creșterea raportului dintre amplitudinea semnalului util și nivelul perturbațiilor întîmplătoare provocate de explozie;

— creșterea raportului dintre amplitudinea semnalului util și nivelul perturbațiilor întîmplătoare care nu depind de explozie.

Distribuirea punctelor de explozie din grupare într-un plan orizontal și producerea simultană a exploziilor în aceste puncte conduc la o creștere relativă în special a amplitudinilor undelor ce se propagă în direcție aproximativ verticală. Astfel, grupările de explozii realizează o creștere mai mare a raportului semnal-zgomot în cazul aplicării metodei undelor reflectate la prospectarea unor limite de separație dintre strate orizontale sau puțin înclinate.

Scanned with OKEN Scanner

Dacă unghiurile de înclinare a limitelor reflectatoare sînt mari, se recomandă să se producă exploziile din grupare cu anumite decalaje de timp.

Creşterea raportului dintre semnalul util şi nivelul perturbaţiei întîmplătoare provocate de explozie are loc, în cazul folosirii grupării de explozii în prospecţiunea seismică, datorită caracteristicii statistice S a grupării, caracteristică ce poate avea valori cuprinse în intervalul $1 \div \sqrt{n}$, unde n este numărul încărcăturilor (găurilor de împuşcare) din grupare. Cînd cele n încărcături sînt egale, caracteristica statistică atinge valoarea maximă ($S = \sqrt{n}$), raportul semnal-zgomot întîmplător crescînd de $\sqrt{n}$ ori. Aceasta are loc numai atunci cînd nivelul perturbaţiilor întîmplătoare provocate de explozie nu depinde de greutatea încărcăturii. În caz contrar, se recomandă folosirea unor încărcături cu o greutate optimă (stabilită experimental) pentru care nivelul perturbaţiilor devine minim.

Cele arătate mai sus privind diferitele efecte ale grupării de explozii în prospecţiunea seismică rămîn în forma prezentată aici numai atunci cînd încărcăturile din grupare sînt suficient de depărtate una de alta, astfel încît zonele de sfărîmare a rocilor şi de deformări ireversibile să nu vină în contact. Dacă această condiţie nu este satisfăcută, efectele grupării se pot schimba foarte mult faţă de cele arătate mai sus.

Folosirea grupării de explozii în prospecţiunea seismică este foarte eficientă cînd sînt asigurate (dacă este posibil!) condiţii identice de împuşcare (mediu, adîncime, încărcătură de exploziv, buraj etc.) pentru a înlătura variaţiile, de la o cavitate (de la o explozie din grupare) la alta, ale spectrului generat.

Creşterea efectului seismic, datorită creşterii raportului semnal-zgomot, dată de folosirea grupărilor de explozii în prospecţiunea seismică, nu devine periculoasă pentru construcţii, întrucît încărcăturile folosite, cu rare excepţii (şi atunci se iau măsuri speciale), sînt relativ mici. Totodată trebuie menţionat că exploziile folosite în prospecţiunea seismică se execută de obicei mult în afara zonelor cu construcţii. În afară de acestea, datorită creşterii costului prospecţiunii (creşte volumul lucrărilor de forare a găurilor), grupările de explozii se folosesc relativ rar în prospecţiunea seismică.

Altfel stau lucrurile în cazul exploziilor de derocare folosite în industria minieră şi în construcţii. De multe ori este nevoie să se folosească încărcături mari şi foarte des se utilizează grupările de explozii, care, dacă sînt şi instantanee, fac să crească şi mai mult efectul seismic faţă de explozia concentrată (vezi relaţia (5.4)).

Dacă în prospecţiunea seismică grupările de explozii se utilizează în scopul creşterii efectului seismic (creşterii intensităţii undelor seismice), în industria minieră şi în construcţii acestea se folosesc pentru a mări efectul de derocare şi a micşora efectul seismic. Pare paradoxal acest lucru, însă dacă la proiectarea lucrărilor de împuşcare se ţine seama de anumite condiţii, grupările de explozii pot realiza efecte opuse celor date de grupările folosite în prospecţiunea seismică, adică pot realiza o micşorare a efectului seismic şi o creştere a efectului de derocare. Acestea sînt, de fapt, cerinţele de bază ale exploziilor de derocare. Pentru a satisface aceste cerinţe, lucrările de împuşcare pentru derocare folosesc grupări de explozii cu întîrziere.

Scanned with OKEN Scanner

5.1.1. Tipuri de grupări de explozii cu întîrziere

Așa cum arătam la începutul acestui capitol, exploziile din grupare pot fi detonate simultan (explozie instantanee) sau cu anumite decalaje de timp (explozii cu întîrziere). În funcție de efectul lor seismic, metodele de împușcare folosite în industria minieră și în construcții pot fi clasificate după cum urmează (în ordinea descrescîndă a efectului lor seismic):

— explozia instantanee;

— explozia cu microîntîrziere (decalaje de timp relativ mici) producînd efect de derocare mare (permițînd ciocnirea fragmentelor de roci în aer);

— explozia cu macroîntîrziere (decalaje de timp relativ mari — de 1—2 s sau mai mari);

— explozia cu microîntîrziere cu un interval de întîrziere (decalaj de timp) mai mic decît timpul necesar pentru ca materialul să se separe de pe frontul de lucru, în așa fel că toate exploziile apar de-a lungul suprafeței libere a frontului de lucru.

În cazul detonării succesive a încărcăturilor sau grupurilor de încărcături cu un interval de întîrziere de 2 s sau mai mare (macroîntîrziere), undele seismice generate de fiecare încărcătură (sau fiecare grup de încărcături) au suficient timp să se atenueze, ceea ce face ca fiecare explozie să acționeze practic independent de precedenta. În acest caz, explozia din grupare cu cel mai mare efect seismic trebuie considerată ca reprezentînd pericolul de deteriorare.

Detonarea succesivă a unei serii de încărcături la intervale de timp relativ mari (macroîntîrziere) este deseori neconvenabilă din motive economice, ceea ce a condus la folosirea grupărilor cu microîntîrziere.

Oscilația seismică generată de explozie este de obicei de durată scurtă și în cele mai multe cazuri numai trei sau patru oscilații complete pot avea o amplitudine mai mare decît $A_{max}/2$, (unde A_{max} este amplitudinea maximă a mișcării măsurată pe seismogramă). Aceasta înseamnă că la intervale de timp mai mari decît 3 T sau 4 T (unde $T=1/f$ este perioada predominantă a oscilației) se poate considera că există o „colaborare" mică între vibrațiile provenite de la două explozii succesive din grupare.

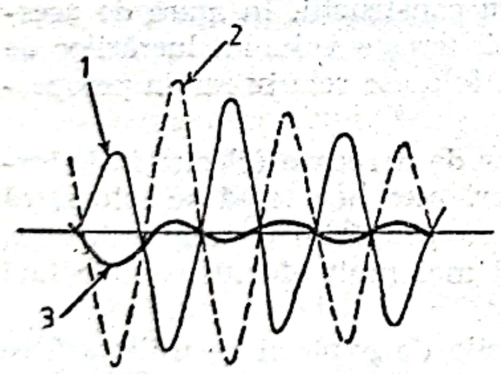


Fig. 5.1. Însumare în antifază a două oscilații:
1, 2 — oscilații; *3* — suma oscilațiilor *1* și *2*.

Dacă intervalul de întîrziere este mult mai scurt (explozii cu microîntîrziere), problema se complică, întrucît există pericolul ca oscilații provenite de la explozii diferite din grupare să se însumeze în fază sau aproape în fază. De aceea, prin tehnica de împușcare cu microîntîrziere, intervalele de întîrziere trebuie alese în așa fel încît însumarea oscilațiilor generate de exploziile din grupare să conducă la o oscilație rezultantă de amplitudine cît mai mică posibil. Prin alegerea intervalului de întîrziere se urmărește (fig. 5.1) ca însumarea oscilațiilor să aibă loc aproape în antifază.

Proiectarea grupării de explozii cu întîrziere trebuie să asigure, deci, interferențe ale undelor de presiune (de șoc) de la exploziile succesive,

Scanned with OKEN Scanner

astfel încît efectul seismic să fie cît mai mic și distrugerea vibratorie a rocilor cît mai mare și numai în zona găurilor de împușcare. De aceea, pe lîngă micșorarea amplitudinii rezultante, se urmărește și realizarea unei durate mai mari a vibrației care să asigure acea distrugere vibratorie a rocilor numai în zona găurilor de împușcare.

Dispozitivele de grupare a exploziilor sînt de diferite tipuri și forme. În figura 5.2 sînt date cîteva din acestea. La cele trei tipuri de dispozitive

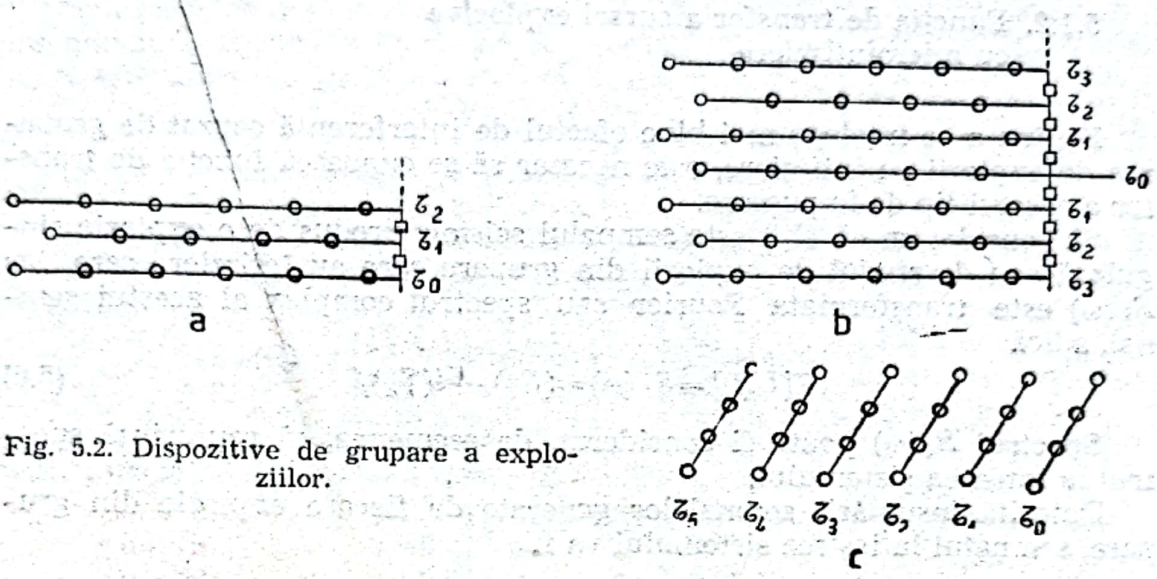


Fig. 5.2. Dispozitive de grupare a exploziilor.

din figura 5.2, toate încărcăturile dintr-un rînd de găuri sînt detonate cu același interval de întîrziere, adică fiecărui rînd îi corespunde o treaptă de întîrziere. La cel din figura 5.2, *a*, găurile din fiecare rînd sînt conectate în serie cu fitil detonant, iar rîndurile sînt conectate între ele, în serie, cu conectoare de întîrziere. Încărcăturile din primul rînd sînt detonate cu întîrzierea $\tau_0=0$, cele din al doilea rînd cu întîrzierea τ_1 și din al treilea cu întîrzierea τ_2 ș.a.m.d. În alte cazuri, rîndului de încărcături din mijloc îi corespunde întîrzierea $\tau_0=0$, iar, de-o parte a rîndului central, fiecare rînd își are perechea (simetricul) de cealaltă parte a rîndului central (fig. 5.2, *b*). Găurile din fiecare rînd sînt de asemenea conectate în serie cu fitil detonant, iar rîndurile între ele sînt conectate tot cu conectoare de întîrziere. Diferența dintre dispozitivul (gruparea de explozii) din figura 5.2, *b* și cel din figura 5.2, *a* constă în aceea că în cel din figura 5.2, *b* au fost conectate în paralel (cu ajutorul conectoarelor de întîrziere) perechi de rînduri. În gruparea de explozii schițată în figura 5.2, c, încărcătura din fiecare gaură este detonată cu o capsă electrică cu întîrziere, însă, tot ca în celelate două cazuri, fiecărui rînd de găuri îi corespunde o întîrziere $\tau_0=0$, τ_1, τ_2 etc. De obicei, în toate cele trei tipuri de dispozitive, intervalul de întîrziere pentru rîndul m este dat de relația

$$\tau_m=m\tau;\ (m=0, 1, 2, 3, \ldots NI) \qquad (5.5)$$

în care τ este, în general, constant și de ordinul milisecundelor sau zecilor de milisecunde; NI — reprezintă numărul de întîrzieri.

Pot fi folosite și dispozitive mai simple, cum sînt cele constituite dintr-un singur rînd de găuri în care fiecărei găuri m (fiecărei încărcături) îi corespunde un interval de întîrziere $\tau_m=m\tau$ (unde $m=0, 1, 2, 3\ldots$). De asemenea, se folosesc și grupări de formă mai complicată decît cele

descrise mai sus. În unele din aceste grupări, detonarea încărcăturilor (detonarea fiecăreia față de precedenta) din fiecare rînd (sau grup) este întîrziată cu o mărime τ_g, iar detonarea rîndurilor (sau grupurilor) de încărcături (detonarea fiecăruia față de precedentul) este întîrziată cu o altă mărime $\tau_r \neq \tau_g$. În sfîrșit, distribuția încărcăturilor și a întîrzierilor se poate complica chiar și mai mult.

5.1.2. Funcția de transfer a sursei explozive cu microîntîrziere

Pentru a se înțelege mai bine efectul de interferență cauzat de gruparea de explozii cu întîrziere, este necesar să se cunoască funcția de transfer a acestui tip de împușcare.

Să considerăm că $U(t)$ este semnalul seismic produs de o explozie singulară sau de rîndul de explozii din grupare care au întîrziere zero, iar $S_U(\omega)$ este transformata Fourier sau spectrul complex al acestui semnal, adică

$$\mathcal{F}[U(t)] = S_U(\omega) = (S_U)_R + i(S_U)_I \tag{5.6}$$

Spectrul $S_U(\omega)$ poate fi considerat, de asemenea, că reprezintă spectrul la intrarea sistemului.

Datorită însumării semnalelor generate de fiecare explozie din grupare, semnalul la ieșirea sistemului va fi

$$G(t) = \sum_{m=0}^{N.I} U(t - m\tau), \tag{5.7}$$

unde NI este numărul de întîrzieri.

Se știe că transformata Fourier a unei funcții $U(t)$ decalate pe axa timpului cu mărimea τ este

$$\mathcal{F}[U(t-\tau)] = S_U(\omega) e^{-i\omega\tau} \tag{5.8}$$

Prin urmare, transformata Fourier a funcției $G(t)$ este legată de $S_U(\omega)$ prin relația

$$S_G(\omega) = \mathcal{F}[G(t)] = S_U(\omega) \sum_{m=0}^{N.I} e^{-im\omega\tau}, \tag{5.9}$$

care, exprimată în termeni de parte reală și parte imaginară, are forma:

$$S_G(\omega) = (S_G)_R + i(S_G)_I, \tag{5.10}$$

unde

$$(S_G)_R = (S_U)_R \sum_{m=0}^{N.I} \cos(2\pi m f\tau) + (S_U)_I \sum_{m=0}^{N.I} \sin(2\pi m f\tau); \tag{5.11}$$

$$(S_G)_I = (S_U)_I \sum_{m=0}^{N.I} \cos(2\pi m f\tau) - (S_U)_R \sum_{m=0}^{N.I} \sin(2\pi m f\tau). \tag{5.12}$$

Termenii trigonometrici sugerează o periodicitate a spectrului cu valori zero pentru anumite frecvențe. Maximele din spectru au loc cînd produsul $f\tau$ este un număr întreg.

Cînd produsul $mf\tau$ este aproape zero pentru fiecare termen din sumare, spectrul $S_U(\omega)$ suferă o scalare simplă, aproximativ egală cu

Scanned with OKEN Scanner

$n=N.I+1$, unde n este numărul de trepte de întîrziere, adică este fie numărul de explozii din grupare (cînd fiecărei explozii îi corespunde o întîrziere), fie numărul de grupuri (rînduri) de explozii (cînd fiecărui grup sau fiecărui rînd îi corespunde o întîrziere). Adică

$$S_G(\omega)=nS_U(\omega) \tag{5.13}$$

Menționăm că în numărul de întîrzieri NI nu am inclus treapta (explozia, grupul, rîndul) cu $\tau_0=0$. De aceea $n=NI+1$.

Un interval mare de întîrziere sau un n mare limitează această scalare numai la frecvențe joase. La frecvențe mai înalte, produsul $mf\tau$ are valori semnificative și, în consecință, suma este mai mică decît n, adică

$$S_G(\omega)<nS_U(\omega) \tag{5.14}$$

Funcția de transfer a grupării de explozii este

$$K_G(\omega)=\frac{S_G(\omega)}{S_U(\omega)}=\sum_{m=0}^{N.I} e^{-im\omega\tau}=\sum_{m=0}^{N.I}\cos(m\omega\tau)-i\sum_{m=0}^{N.I}\sin(m\omega\tau) \tag{5.15}$$

Evident

$$|K_G(\omega)|=\left\{\left[\sum_{m=0}^{N.I}\cos(m\omega\tau)\right]^2+\left[\sum_{m=0}^{N.I}\sin(m\omega\tau)\right]^2\right\}^{1/2} \tag{5.16}$$

În figurile 5.3—5.5 este reprezentat modulul funcției de transfer (5.16) pentru următoarele cazuri (Greenalgh, 1980):

$n=3$;	$\tau=0{,}017$ s;	$\tau=0{,}034$ s	(fig. 5.3)
$n=10$;	$\tau=0{,}017$ s;	$\tau=0{,}034$ s	(fig. 5.4)
$n=20$;	$\tau=0{,}017$ s;	$\tau=0{,}034$ s	(fig. 5.5)

(5.17)

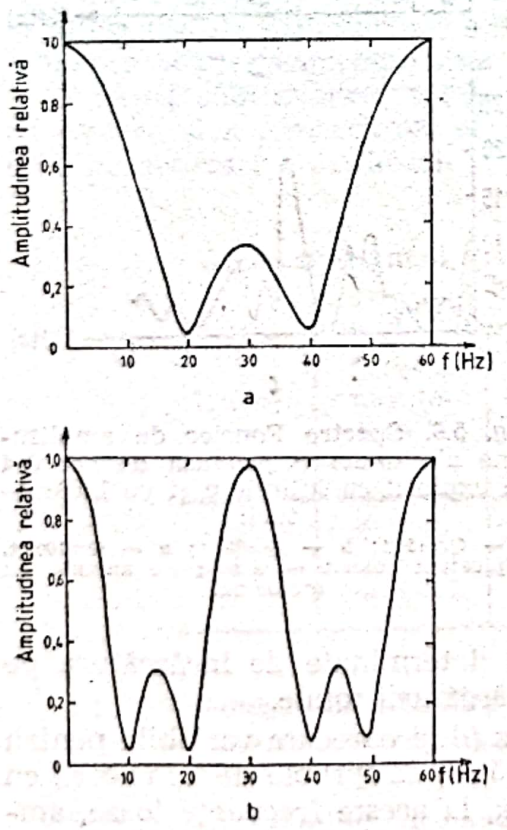


Fig. 5.3. Modulul funcției de transfer a grupării:
a — cu $n=3$ și $\tau=0{,}017$ s; *b* — cu $n=3$ și $\tau=0{,}034$ s.

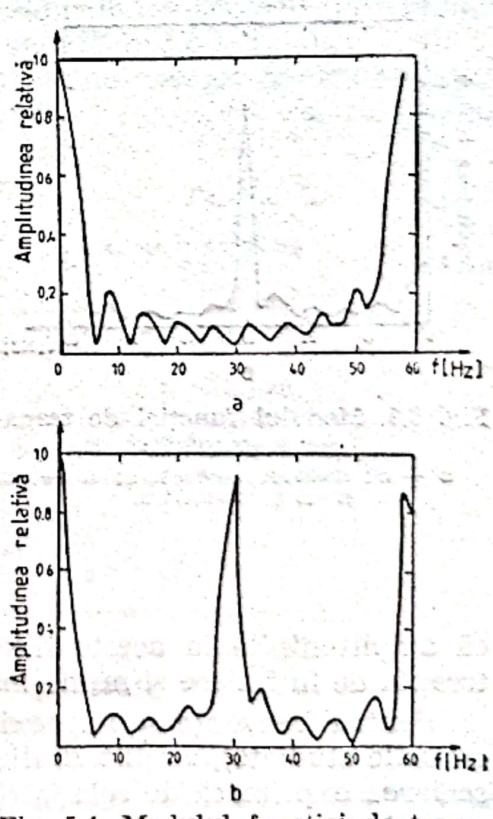


Fig. 5.4. Modulul funcției de transfer a grupării:
a — cu $n=10$ și $\tau=0{,}017$ s; *b* — cu $n=10$ și $\tau=0{,}034$ s.

Valorile funcției (5.16) au fost normalizate cu valoarea de la $f=0$. Maximele principale ale funcției apar la frecvența de repetiție $f_r=\frac{1}{\tau}$, care, pentru $\tau=0{,}017$ s și $\tau=0{,}034$ s, are valorile $\sim$58 Hz, respectiv $\sim$29 Hz.

Între maximele principale apar niște maxime secundare (fig. 5.3—5.5) ale căror amplitudini sînt aproximativ egale cu $1/n$, ceea ce sugerează

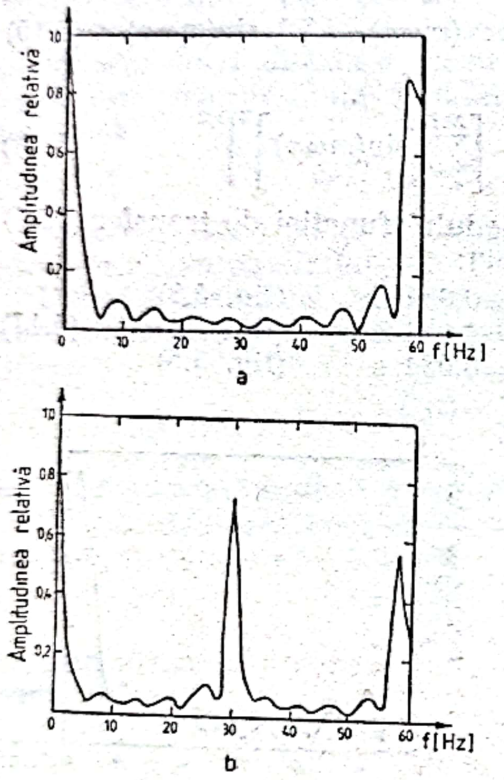


Fig. 5.5. Modulul funcției de transfer a grupării:
a — cu $n=20$ și $\tau=0{,}017$ s; *b* — cu $n=20$ și $\tau=0{,}034$ s.

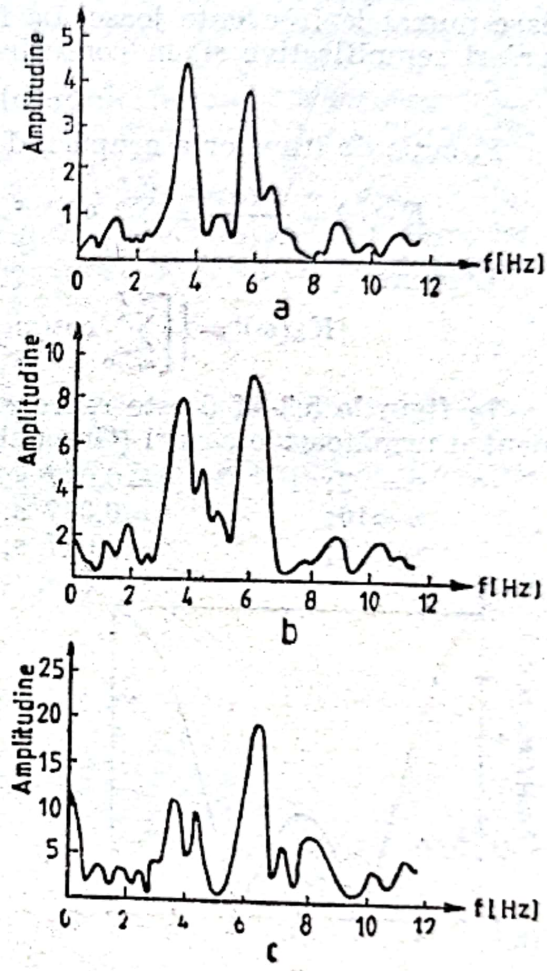


Fig. 5.6. Spectre Fourier de amplitudine ale undei P produsă de grupări de explozii cu întîrziere și cu încărcături:
a — $Q\simeq45$ t; *b* — $Q\simeq76$ t; *c* — $Q\simeq100$ t. Explozivul folosit — azotat de amoniu cu motorină.

că amplitudinile la aceste frecvențe sînt determinate de încărcătura pe treapta de întîrziere și nu de mărimea încărcăturii totale.

Pentru frecvențe sub aproximativ 4 Hz (deși oarecum variabile pentru cazurile studiate), amplitudinile funcției (5.16) se apropie de 1 în acord cu scalarea exprimată de relația (5.13). Adică, la aceste frecvențe joase, amplitudinile sînt aceleași ca în cazul cînd toate încărcăturile ar fi împușcate simultan ($\tau=0$), sugerînd o corelație directă cu încărcătura totală de exploziv.

Scanned with OKEN Scanner

În legătură cu relațiile (5.15) și (5.16), ar mai fi de adăugat considerația următoare. Dacă se admite că semnalul la intrarea grupării este de forma

$$U(t)=\delta(t), \tag{5.18}$$

unde $\delta(t)$ este funcția Dirac, spectrul semnalului la intrare este

$$S_U(\omega)=\mathcal{F}[\delta(t)]=1, \tag{5.19}$$

iar din (5.15) și (5.16) rezultă

$$K_G(\omega)=S_G(\omega);\ |K_G(\omega)|=|S_G(\omega)| \tag{5.20}$$

Adică, relațiile (5.15) și (5.16) ar exprima, în acest caz, spectrul Fourier al oscilațiilor generate de o grupare de explozii cu întîrziere.

În figura 5.6 sînt prezentate spectrele undei P înregistrată cu ocazia producerii a trei împușcări cu întîrziere la o mină din Statele Unite ale Americii (Greenhalgh, 1980). Se observă că spectrele sînt asemănătoare ca formă pentru toate cele trei explozii și au două maxime — unul la frecvența de 4 Hz și celălalt la 6 Hz. Amplitudinea maximului de la 4 Hz se corelează direct cu mărimea încărcăturii totale (tabelul 5.1), în acord aproximativ cu datele teoretice de mai sus.

Mărimea Q_1 din tabelul 5.1 reprezintă încărcătura totală folosită la explozia *1*, iar A_1 este amplitudinea maximului (de la 4 Hz sau de la 6 Hz) corespunzător exploziei *1*.

Pentru maximul de la 6 Hz, factorul de scalare (este vorba de scalarea amplitudinii cu mărimea încărcăturii) nu este constant și nu are valori în jur de 1 (tabelul 5.1). Evident, există și alți factori ai exploziei decît cantitatea totală de exploziv care influențează amplitudinile spectrale la aceste frecvențe. De exemplu, maximul de la 6 Hz poate să corespundă la intervalul de întîrziere de 1/6 s dintre rîndurile de explozii individuale detonate la intervale mult mai mici (0; 9 sau 17 milisecunde).

Franti (1963) a calculat densitatea spectrală de energie pentru explozii de carieră și a găsit că amplitudinea spectrală se corelează și cu timpul total de detonare a exploziei.

Tabelul 5.1

Raportul amplitudinilor spectrale A/A_1 pentru maximele din figura 5.6.

Explozia	Încărcătura totală, Q [kg]	Raportul Q/Q_1	Raportul A/A_1	
			Pentru maximul de la 4 Hz	Pentru maximul de la 6 Hz
1	~45 000	1	1	1
2	~76 000	~1,7	1,9	2,4
3	~97 000	~2,2	2,5	5,0

5.1.3. Seismograme sintetice ale undelor generate de grupări de explozii cu întîrziere

Spectrul unei unde înregistrată la distanța x de locul exploziei este dat de relația

$$Y(\omega, x)=S_G(\omega)K_{abs.}(\omega,x)K_{st}(\omega, i_0)K_{ap}(\omega), \tag{5.21}$$

în care $S_G(\omega)$ este spectrul sursei generatoare de unde; $K_{abs}(\omega, x)$, $K_{st}(\omega, i_0)$ și $K_{ap}(\omega)$ — funcțiile de transfer ale mediului absorbant, mediului stratificat și, respectiv, aparaturii de înregistrare.

Seismograma $y(t, x)$ este transformata Fourier inversă a ecuației (5.21), adică

$$y(t, x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} Y(\omega, x) e^{i\omega t} \, d\omega \tag{5.22}$$

Pentru funcția-sursă se ia în considerare o serie de $n=NI+1$ impulsuri identice, fiecare întîrziat față de precedentul cu timpul τ (vezi relația (5.15)).

Pentru funcția de transfer a mediului absorbant se poate folosi operatorul Carpenter de absorbție (Carpenter, 1967)

$$K_{abs}(\omega, x) = \exp(-\omega t/2D) \cos\left\{\frac{\omega}{\pi} \frac{t}{D}\left[\ln\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right) - 2\right]\right\} + i \exp(-\omega t/2D) \sin\left\{\frac{\omega}{\pi} \frac{t}{D}\left[\ln\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right) - 2\right]\right\}, \tag{5.23}$$

unde D este funcția de disipare specifică; t — timpul de parcurs al undei luate în considerare, timp corespunzător distanței x; ω_1 — frecvența cea mai înaltă rezultată din date.

Funcția de transfer a mediului stratificat are forma

$$K_{st}(\omega, i_0) = C(i_0) \prod_{j=1}^{p} K_j; \quad C = K_u, K_v, K_w, \tag{5.24}$$

unde i_0 este unghiul de incidență a undei; $C(i_0)$ — coeficientul de conversie care exprimă influența suprafeței libere a terenului; $K_j(\omega, i_0)$ — coeficientul de reflexie (sau de refracție) al undei pe limita de separație $j=1, 2, \ldots p$.

Întrucît interesează numai forma oscilațiilor sau a spectrelor, se poate neglija efectul dispersiei geometrice (efectul divergenței frontului de undă).

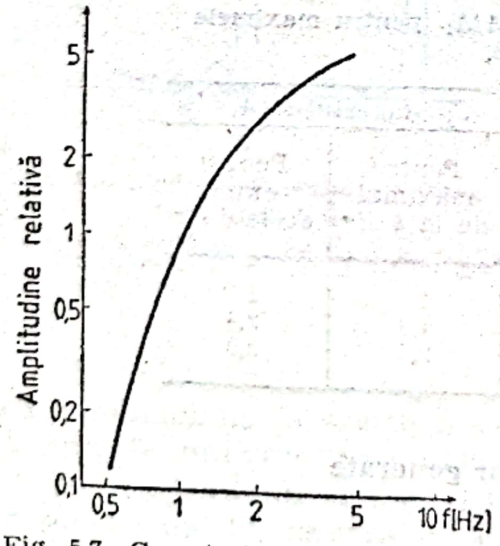


Fig. 5.7. Caracteristica de amplitudine a seismometrului folosit la înregistrarea seismogramelor cu care se compară cele sintetice din figurile 5.9—5.13.

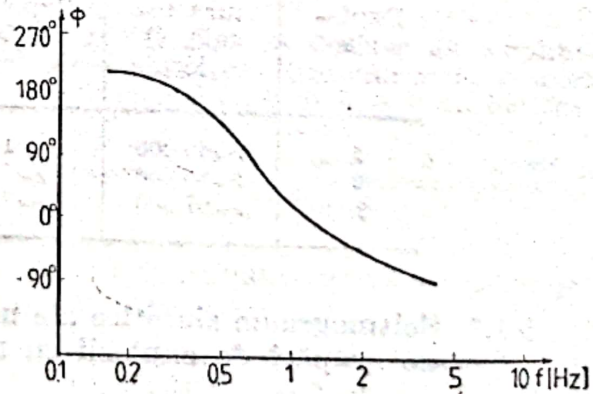


Fig. 5.8. Caracteristica de fază a aceluiași seismometru ca în figura 5.7.

Scanned with OKEN Scanner

Pentru toate funcțiile complexe din (5.21) trebuie să se cunoască atît modulul (spectrul sau caracteristica de amplitudine), cît și argumentul (spectrul sau caracteristica de fază).

În modul arătat mai sus au fost calculate o serie de seismograme sintetice pentru diferite grupări de explozii și diferite modele de absorbție (Greenhalgh, 1980). La aceste calcule a fost luată în considerare funcția de transfer

$$K_{ap}(\omega) = |K_{ap}(\omega)| e^{i\Phi(\omega)} \qquad (5.25)$$

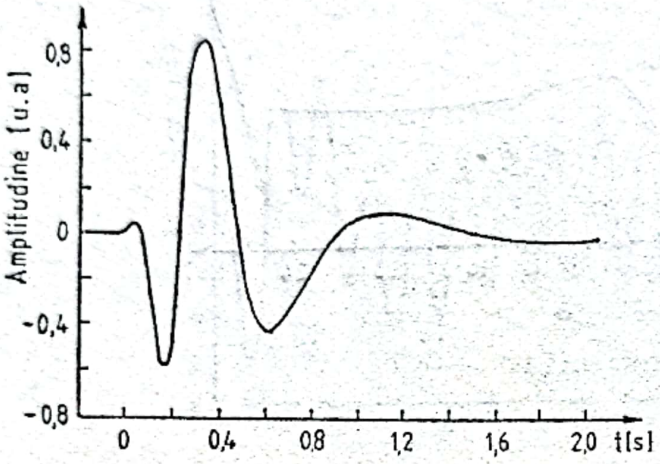


Fig. 5.9. Seismogramă sintetică calculată pentru $n=1$ și $D=100$; u.a. — unități arbitrare.

a unui seismometru de frecvență proprie $f_0=1$ Hz și amortizare $\nu=0,7$, ale cărui caracteristici de amplitudine $|K_{ap}(f)|$ și de fază $\Phi(f)$ sînt reprezentate în figurile 5.7 și 5.8.

Figura 5.9 prezintă seismograma sintetică a undei P pentru o explozie singulară produsă într-un mediu cu $D=100$, iar în figura 5.10 sînt date seismogramele sintetice pentru o grupare de 10 explozii întîrziate (fiecare explozie întîrziată față de precedenta) cu 0,017 s și produse în medii cu $D=100$ și $D=200$. Se observă că seismogramele din figura 5.10 sînt asemănătoare ca formă cu aceea a unei explozii singulare (fig. 5.9). Aparent, efectele întîrzierii nu sînt observabile la acest interval de întîrziere și pentru acest număr de șocuri.

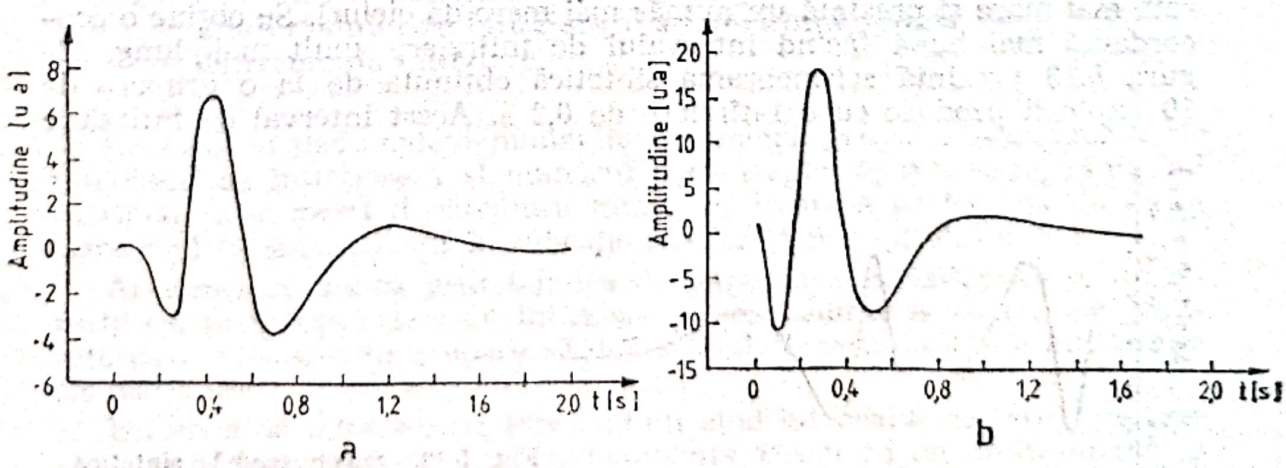


Fig. 5.10. Seismograme sintetice calculate pentru:
a — $n=10$, $\tau=0,017$ s; $D=100$; b — $n=10$; $\tau=0,017$; $D=200$.

Scanned with OKEN Scanner

Seismogramele sintetice din figura 5.11 corespund unei grupări de 20 de explozii ($n=20$) produse cu întîrzieri de 0,017 s și 0,034 s într-un mediu cu $D=200$. Marea diferență dintre aceste seismograme și aceea din figura 5.9 este apariția unui ciclu adițional. Efectul este mult mai pronunțat pentru gruparea cu interval de întîrziere mai mare (0,034 s).

Figura 5.12 arată cît de complexă și de lungă în durată devine seismograma undei P pentru cazul cînd numărul de explozii din grupare crește ($n=50$).

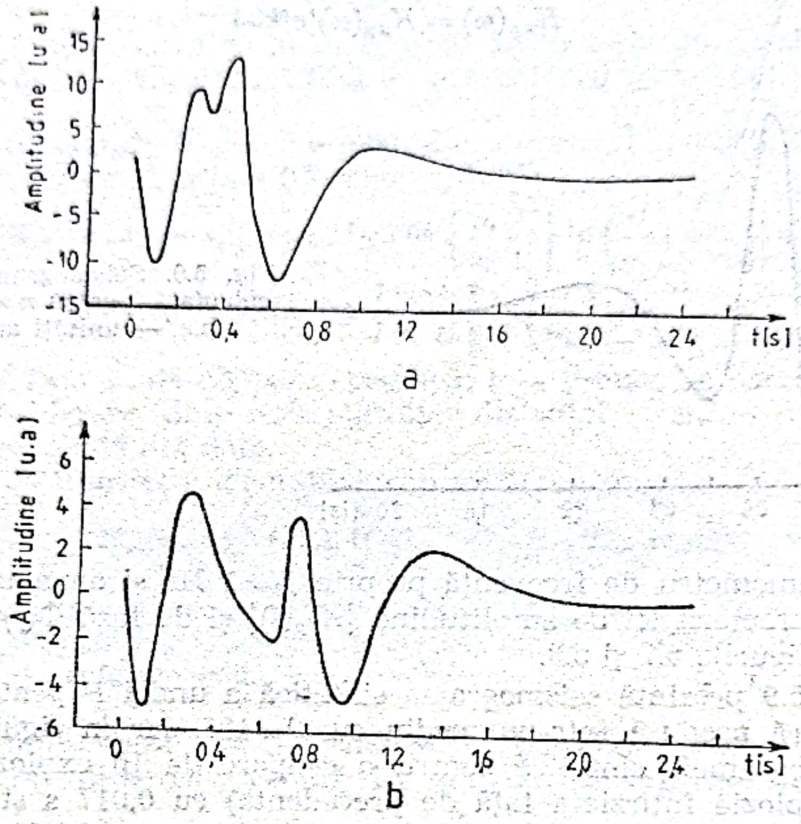


Fig. 5.11. Seismograme sintetice calculate pentru:
a — $n=20$, $D=200$; $\tau=0{,}017$ s; *b* — $n=20$; $D=200$; $\tau=0{,}034$ s.

Compararea acestor seismograme sintetice cu cele observate a arătat (Greenhalgh, 1980) că ele nu concordă riguros. Cele observate sînt de durată mai mare și prezintă un număr mai mare de cicluri. Se obține o concordanță mai bună făcînd intervalul de întîrziere mult mai lung. Figura 5.13 prezintă seismograma sintetică obținută de la o grupare de 10 explozii produse cu o întîrziere de 0,2 s. Acest interval de întîrziere

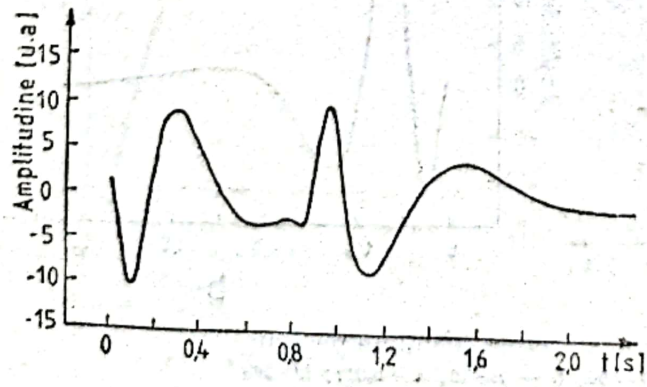


Fig. 5.12. Seismogramă sintetică calculată pentru $n=50$, $\tau=0{,}017$ s și $D=200$.

Scanned with OKEN Scanner

este aproximativ egal cu acela folosit între rîndurile de explozii din gruparea de explozii reală care a generat spectrele din figura 5.6.

Se observă că seismograma din figura 5.13 este mai lungă (conține 10 cicluri), iar frecvența predominantă este de 5 Hz (v. figura 5.6).

S-ar părea, deci, că formele de undă observate sînt mult mai sensibile la distribuția încărcăturilor din grupare decît la mărimea sau numărul de încărcături. Aceste rezultate sugerează, de fapt, că formele de undă observate sînt mult mai sensibile la numărul de rînduri de încărcături

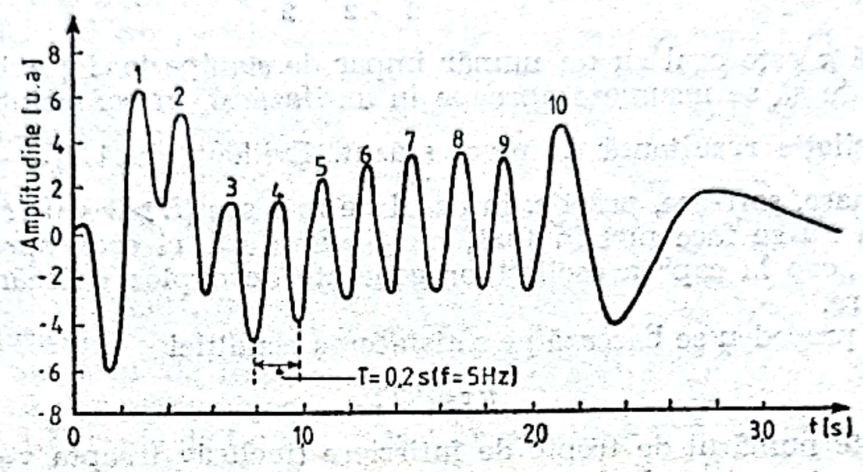


Fig. 5.13. Seismogramă sintetică calculată pentru $n=10$, $D=100$ și $\tau=0{,}2$ s.

și la intervalul de întîrziere dintre rînduri, decît la numărul de încărcături și întîrzierile scurte dintre ele.

Menționăm că atît seismogramele observate cît și cele sintetice descrise mai sus corespund unei distanțe relativ mari (aproximativ 170 km) față de epicentrul exploziilor. Aceasta explică frecvențele predominante relativ mici din figurile 5.6 și 5.9—5.13 și nu împiedică extrapolarea concluziilor de mai sus pentru distanțe explozie-punct de înregistrare mai mici, cu condiția să se facă adaptările cerute de distanțe mai mici.

5.1.4. Procedee de determinare a valorii optime a intervalului de întîrziere și a numărului optim de trepte de întîrziere

Ne referim deocamdată numai la parametrii grupării reprezentați de intervalul de întîrziere τ și numărul n de trepte de întîrziere, rămînînd ca ceilalți parametri (încărcătura totală, încărcătura pe treapta de întîrziere etc.) să fie analizați în subcapitolul 5.2 și în capitolul 6.

Arătam mai sus că prin tehnica de împușcare cu întîrziere se urmărește ca, prin intervalele de întîrziere alese, însumarea oscilațiilor generate de exploziile din grupare să dea o oscilație rezultantă de intensitate cît mai mică.

Un efect de interferență este obținut cînd intervalul de întîrziere este egal cu perioada de oscilație predominantă T sau cu un multiplu întreg al acesteia, adică

$$\tau=HT; \quad H=1, 2, 3 \ldots \tag{5.26}$$

Scanned with OKEN Scanner

Dacă $H>3$ sau, eventual, $H>4$, se poate considera că oscilația rezultantă (provenită de la întreaga grupare de explozii) este mai mică decît în cazul în care toate încărcăturile din grupare sînt detonate simultan.

Dacă $H<3$, oscilațiile se pot însuma în fază (sau aproape în fază), ceea ce nu este convenabil datorită faptului că amplitudinea oscilației rezultante tinde să fie egală cu aceea care se obține în cazul exploziei instantanee.

În cazul

$$\tau=HT; \quad H=\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}\ldots \tag{5.26}$$

adică dacă τ este egal cu un număr impar de semiperioade, există șansa ca oscilațiile să se însumeze aproape în antifază și, în consecință, se obține o oscilație rezultantă de nivel scăzut. Evident, dacă $H=\frac{7}{2}$ sau $\frac{9}{2}$ sau mai mare, se trece, practic, în cazul de mai sus ($H>3$ sau $H>4$), cînd însumarea nu se face nici în fază, nici în antifază, ci este, aproximativ, o așezare „cap la cap" a oscilațiilor generate de explozia fiecărei trepte de întîrziere.

Un alt procedeu se bazează pe satisfacerea condiției

$$n\tau=kT, \tag{5.27}$$

unde n este numărul de trepte de întîrziere (inclusiv treapta $\tau=0$).

Deci n este un număr întreg, iar k trebuie să fie tot un număr întreg; raportul k/n nu trebuie să fie număr întreg:

$$\frac{k}{n}\neq 1, 2, 3\ldots \tag{5.28}$$

Implicarea numărului n în condiția (5.27) intervine prin aceea că întinderea în timp ($n\tau$) a grupării este distribuită într-o perioadă T sau într-un multiplu întreg al acesteia. Aceasta are o prelungire importantă pentru aplicația practică. Conform condițiilor de interferență arătate mai sus, fiecare frecvență cere un anumit interval de întîrziere. Condiția de interferență (5.27) poate fi îndeplinită astfel în interiorul unor limite foarte largi.

S-a arătat de multe ori în literatura de specialitate că o creștere a dimensiunilor grupării printr-un număr mare de intervale de întîrziere conduce la descreșterea în amplitudine a vibrațiilor solului. Aceasta este în mod clar o consecință a condiției de mai sus, dacă prin creșterea numărului de intervale de întîrziere este obținută o valoare k ce se apropie de un număr întreg.

Dacă intervalele de întîrziere sînt mici în raport cu perioada predominantă T, numărul de intervale poate fi ales destul de mare pentru a asigura că $n\tau$ echivalează cu timpul uneia sau cîtorva oscilații complete (kT). Dacă nu este posibil să se adapteze intervalul de întîrziere astfel încît k să devină întreg, atunci se poate admite și o valoare k apropiată de un număr întreg, ceea ce corespunde situației în care o parte din gruparea de explozii satisface condiția de interferență pentru atenuarea oscilației rezultante și cealaltă parte nu satisface această condiție. Pentru a se înțelege mai bine, luăm următorul exemplu.

Să considerăm că vibrația solului are frecvența $f=10$ Hz și, deci, $T=100$ milisecunde, iar $\tau=30$ milisecunde și $n=5$. Amplitudinea vibra-

ției dată de o singură treaptă de întîrziere este $A=0{,}020$ mm. Din aceste date rezultă că, dacă încărcăturile din grupare ar fi detonate simultan, s-ar obține o amplitudine $A_\Sigma=0{,}100$ mm. Mai rezultă că $n\tau=150$ milisecunde și, deci, $k=1{,}5$. Distribuția în timp a grupării este cu 1/3 mai mare decît dacă se consideră $k=1$ și tot atît de mult mai scurtă decît dacă se consideră $k=2$. Două treimi din grupare satisfac condiția de interferență și sînt eliminate, iar restul „cooperează". Poate fi de așteptat o amplitudine de aproximativ 0,033 mm, adică o amplitudine care ar fi dată de $n/3=5/3\simeq1{,}7$ găuri împușcate simultan, dacă n reprezintă numărul de găuri din grupare sau 1,7 rînduri (sau grupuri) împușcate simultan, dacă n reprezintă numărul de rînduri (sau grupuri) de încărcături ce formează gruparea. Mai pe scurt, n reprezintă (așa cum s-a arătat mai sus) numărul de trepte de întîrziere, dar nu ne putem exprima: „1,7 trepte de întîrziere împușcate simultan", căci noțiunile de „întîrziere" și „simultan" se contrazic.

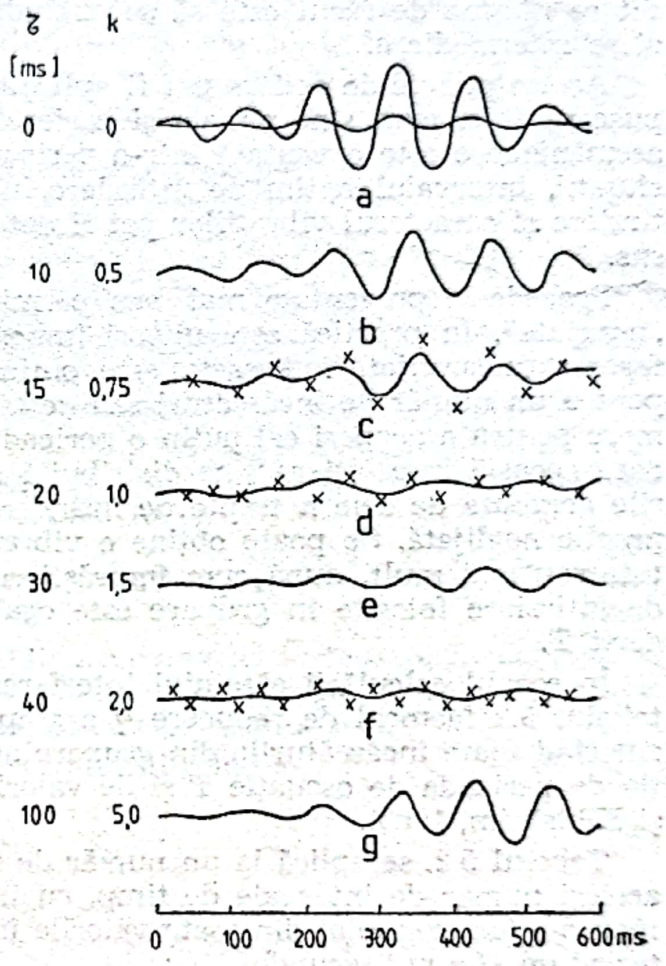


Fig. 5.14. Vibrații ale solului calculate pentru grupări de explozii cu diferite valori ale intervalului de întîrziere τ (curbele $a\ldots g$). Punctele marcate prin cruciulițe reprezintă valori observate.

Exemplul de mai sus corespunde cazului din figura 5.14, *e*. Figura 5.14 arată vibrațiile solului date de grupări de explozii în care $n=5$, iar τ poate să fie zero (împușcare simultană) sau să aibă una din valorile 10, 15, 20, 30, 40, 100 milisecunde (Langefors și Kihlström, 1963).

Putem însă să impunem mărimii k o valoare întreagă, de exemplu $k=2$. Dacă $n=5$ este de asemenea un număr impus, atunci, pentru a respecta condiția (5.27), rezultă $\tau=40$ milisecunde. Este cazul din figura 5.14, *f* în care, ca și în cazul $k=1$, se obține o atenuare considerabilă a oscilației rezultante. Deci, în principiu, dar și în practică, putem impune, de asemenea, fie valoarea lui k și a lui n, iar din condiția (5.27) deducem intervalul de întîrziere, fie valoarea lui k și a lui τ și din condiția (5.27) calculăm numărul n de trepte de întîrziere pe care urmează să le aibă gruparea.

Cînd intervalul de întîrziere este aproape la fel de mare ca perioada T sau ca dublul ei ($\tau=T$ sau $\tau=2T$), am arătat mai sus că este imposibil să se evite „cooperarea" vibrațiilor provenite de la diferite trepte de întîrziere. Dacă însă gruparea de explozii respectivă are un număr mare de trepte de întîrziere, șocurile care se produc la o distanță de timp de $3T$

sau mai mult pot în general să nu coopereze. Să notăm treptele de întîrziere cu 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6 etc. Pentru porțiunea grupării care cuprinde treptele nr. 0, 3, 6, 9 etc. (sau 0, 2, 4, 6 etc. cînd $\tau=2T$), amplitudinea rezultantă va fi de același ordin de mărime ca aceea provenită de la un șoc singular. Vibrația rezultantă dată de întreaga grupare de explozii va fi atunci formată din trei (sau două) astfel de porțiuni ale grupării. Adică întreaga grupare va da un efect egal cu cel care ar fi dat de 3 (sau 2) șocuri „cooperatoare". Dacă această reducere a vibrației nu este suficientă, tot ce rămîne de făcut este să se excludă una sau două trepte de întîrziere intermediare.

Aceste puncte de vedere pot fi aplicate la majoritatea locurilor de împușcare fixe, cum sînt minele și carierele, unde împușcarea în condiții asemănătoare este executată într-o perioadă mai lungă de timp. În aceste situații, intervalul optim de întîrziere, numărul optim de trepte de întîrziere și caracterul vibrațiilor pot fi determinate așa cum s-a arătat mai sus.

Procedeele prezentate mai sus permit obținerea unei interferențe „aranjate". În practică este uneori important să poată fi folosită interferența „nearanjată". Aceasta este obținută dacă împrăștierea în timp pentru un număr de încărcături sau de trepte de întîrziere este destul de mare pentru a acoperi cel puțin o perioadă completă T a vibrațiilor, chiar dacă această împrăștiere este distribuită arbitrar. Probabilitatea ca șocurile generate de cele n trepte de întîrziere să fie în aceeași fază poate fi practic neglijată. Se poate obține o vibrație a terenului redusă la jumătate sau mai mult, după cum împrăștierea de timp $\pm\Delta\tau$ pentru treptele de întîrziere folosite în grupare este egală cu perioada T sau mai mare decît T.

În scopul calculării efectului interferenței „nearanjate", prezentăm în tabelul 5.2 factorul de reducere γ a amplitudinii vibrațiilor (față de cazul cînd toate încărcăturile din grupare ar fi detonate simultan), în funcție de perioada de oscilație T și de valorile împrăștierii $\pm\Delta\tau$ (Langefors și Kihlström, 1963).

Tabelul 5.2. se aplică la un număr de încărcături care sînt detonate la același număr de intervale de timp, cu împrăștierea $\pm\Delta\tau$ definită astfel încît 5/6 (de exemplu) din toate valorile împrăștierii să se afle într-un interval de $2\Delta\tau$ milisecunde.

Pentru a face mai clar modul de folosire a tabelului 5.2, luăm următorul exemplu. O grupare de explozii are 6 trepte de întîrziere ($n=6$), cu întîrzieri scurte realizate cu capse de întîrziere, astfel încît $\Delta\tau=\pm10$ ms. Împușcarea este executată în granit și frecvențele care pot apare sînt de cel puțin 100 Hz. Conform tabelului 5.2, factorul de reducere este $\gamma\leqslant1/3$, ceea ce înseamnă o vibrație de amplitudine aproximativ

Tabelul 5.2

Factorul de reducere γ a vibrațiilor cu ajutorul interferenței „nearanjate"

f [Hz]	T [ms]	γ				
		$\Delta\tau=\pm5$	±10	±25	±100	±200 ms
5	200	1	1	1	1/2	1/3
10	100	1	1	1	1/3	1/6
20	50	1	1	1/2	1/6	1/6
50	20	1	1/2	1/3	1/6	1/12
100	10	1/2	1/3	1/6	1/12	1/25
200	5	1/3	1/6	1/6	1/25	1/50
500	2	1/6	1/6	1/12	1/50	1/100

Scanned with OKEN Scanner

egală cu amplitudinea vibrației care ar fi generată de detonarea instantanee a încărcăturii de la două (din cele șase) trepte de împușcare.

De fapt, în cazul rocilor tari, adică la frecvențe de circa 100 Hz ($T \simeq 10$ ms), folosirea intervalului de întîrziere $\tau \simeq 30$ ms (interval destul de des folosit) este deja o soluție, întrucît arată că $\tau \simeq 3\,T$, ceea ce conduce la o cooperare slabă între vibrațiile provenite de la diferite trepte de întîrziere ale grupării de explozii.

În cazul rocilor „moi", cînd $f \simeq 20$ Hz ($T \simeq 50$ ms), folosirea intervalului de întîrziere $\tau = 30$ ms face ca vibrațiile provenite de la trepte de întîrziere consecutive să fie atenuate aproape complet, întrucît $\tau \approx T/2$.

5.1.5. Coeficienți de corecție în cazul exploziilor cu microîntîrziere

În capitolul 4, mai precis în paragraful 4.3.5., sînt prezentate cîteva formule de calcul al mișcării particulelor (deplasare, viteză, accelerație), formule care sînt valabile pentru explozii instantanee. Aceste formule pot fi aplicate și în cazul exploziilor cu microîntîrziere, cu condiția să se aplice niște coeficienți de corecție.

Astfel, în ceea ce privește efectul microîntîrzierii asupra deplasării, s-a definit coeficientul (Buzdugan et al., 1976)

$$C_u = \frac{u}{u^*}, \quad \text{adică } u^* = \frac{u}{C_u}, \tag{5.29}$$

unde u este deplasarea corespunzătoare exploziei instantanee calculată cu formula (4.51); u^* — deplasarea produsă de explozie cu microîntîrziere (evident, de aceeași încărcătură totală cu cea instantanee).

Coeficientul C_u se calculează cu ajutorul relației

$$C_u = \frac{D + T/2}{T/2}, \tag{5.30}$$

în care: T este perioada oscilației de amplitudine maximă (în secunde); D — durata exploziei (în secunde), care se definește ca fiind suma duratelor de microîntîrziere.

Pentru efectul microîntîrzierii asupra valorii vitezei particulei, s-a propus coeficientul (Buzdugan et al., 1976)

$$C_v = \frac{v}{v^*}, \quad \text{adică } v^* = \frac{v}{C_v}, \tag{5.31}$$

în care: v este viteza particulei în cazul exploziei instantanee; v^* — viteza particulei în cazul exploziei cu microîntîrziere.

Coeficientul C_v se calculează cu ajutorul relației

$$C_v = \sqrt{1 + 5{,}4\,T} \tag{5.32}$$

în care T este perioada de oscilație (în secunde) asociată vitezei maxime v a particulei.

Se observă că, pentru aplicarea formulelor (5.30) și (5.32), este necesară, totuși, efectuarea de înregistrări seismice în scopul determinării perioadei T.

Scanned with OKEN Scanner

În cazul aplicării formulei (4.55), coeficientul k_4, care intră în componența acesteia, se calculează cu formula

$$k_4 = 1{,}08/\sqrt{n}, \tag{5.33}$$

unde n este numărul de trepte de întîrziere.

Pentru calculul accelerației — formula (4.56) — se poate lua în considerare, în mod foarte aproximativ, un coeficient identic cu cel exprimat de relația (5.32).

5.2. Metode pentru controlul seismic al vibrațiilor produse de explozii

Protejarea construcțiilor împotriva deteriorărilor pe care le pot produce exploziile cere metode eficiente pentru controlul seismic al vibrațiilor. Este de dorit ca metoda pentru controlul exploziilor să satisfacă următoarele cerințe (Mârza și Pântea, 1980)[1]:

— controlul este bazat pe un criteriu de deteriorare (viteza particulei, accelerația particulei, intensitatea seismică etc.), care permite precizarea efectelor posibile ale vibrației;

— metoda stabilește niveluri admisibile de vibrație pentru diferite situații;

— metoda este bazată pe o abordare statistică;

— metoda posedă o semnificație fizică de încredere;

— metoda reflectă caracteristicile sursei și mediului geologic și ia în considerare parametrii exploziei care afectează puternic vibrațiile;

— metoda permite stabilirea încărcăturii maxime admisibile și/sau distanței minime admisibile dintre locul exploziei și obiectivul de protejat;

— posibilitatea controlului exploziilor și fără măsurători instrumentale;

— metoda oferă informații utile pentru ingineria de construcții.

După cum vom vedea în cele ce urmează, în prezent nu există nici o metodă care să satisfacă în întregime toate cerințele prezentate mai sus.

Se impune să precizăm încă de la început că în toate prelucrările de date și la toate rezultatele obținute prin orice metodă, trebuie să se specifice tipul explozivului. Cînd se folosesc mai multe tipuri de exploziv, trebuie să se ia în considerare încărcătura echivalentă, exprimată printr-un singur tip de exploziv. Adică, încărcătura trebuie exprimată, de exemplu, în kilograme echivalent TNT sau în kilograme echivalent AM-1 etc.

5.2.1. Metoda „magnitudinii aparente"

Elaborată de *Enescu* (1967 b; 1968), această metodă se bazează pe stabilirea unei relații de trecere de la energia elastică produsă de explozii la nivelurile de viteză a particulei (sau la scala de intensități seismice), precum și pe o formulă cu ajutorul căreia poate fi determinată distanța r la care o explozie de magnitudine aparentă M_O^* are un anumit nivel de vibrație (sau o anumită intensitate seismică).

[1] *Mârza și Pântea* (1980) — Raport de fază. Tema nr. 8015/1980, Arhiva ICEFIZ/CFPS.

Scanned with OKEN Scanner

Fundamentarea teoretică a metodei (Enescu, 1967 b) conține totodată și un procedeu de determinare a magnitudinii reale (nu numai a celei „aparente") a exploziilor.

După cum se știe, pentru calculul energiei produse de explozii sub formă de oscilații seismice se poate folosi formula cunoscută

$$E_0 = 2\pi r^2 e^{\gamma r} E_r, \tag{5.34}$$

unde: E_0 este energia generată de explozie sub formă de unde seismice; E_r — densitatea de energie în punctul situat la distanța r de locul exploziei; γ — coeficientul de absorbție datorită imperfectei elasticități a mediului.

Dacă admitem că mărimile E_0 și E_r din relația (5.34) corespund exploziei unei încărcături de 1 kg, atunci

$$E_{0Q} = 2\pi r^2 e^{\gamma r} E_{rQ} = E_s \tag{5.34'}$$

exprimă energia seismică generată de o explozie de Q kilograme; E_{rQ} reprezintă densitatea de energie în punctul aflat la distanța r de locul exploziei de încărcătură Q.

Considerînd că oscilația înregistrată la distanța r de explozie are n perioade de oscilație, densitatea de energie E_{rQ} poate fi exprimată prin relația

$$E_{rQ} = \frac{1}{2} \rho V \sum_{j=1}^{n} v_j^2 T_j, \tag{5.35}$$

în care: ρ este densitatea mediului; V — viteza de propagare a undelor; v_j — amplitudinea vitezei particulei în perioada de oscilație j; T_j — perioada de oscilație asociată vitezei v_j.

Mărimile ρ și V se determină prin procedeele cunoscute, iar v_j și T_j se măsoară pe înregistrări. Coeficientul de absorbție γ se poate determina prin prelucrări speciale ale datelor de înregistrare. Într-una din metodele de determinare a efectului absorbției se folosește relația (5.34') sub forma

$$E_{0Q} = 2\pi r^2 E_{rQ} e^{f(r/r_0)}, \tag{5.36}$$

în care produsul γr este considerat o funcție de raportul r/r_0, unde r_0 este distanța la care unda de șoc produsă de explozie se transformă în undă elastică.

Se poate scrie următoarea relație între energia E_{0Q} și încărcătura de exploziv:

$$E_{0Q} = kWQ, \tag{5.37}$$

în care W este caracteristica energetică a încărcăturii de 1 kg de exploziv, adică energia emisă de 1 kg de exploziv, iar k este coeficientul care reprezintă partea din energia totală de explozie transformată în oscilații seismice.

Una din cele mai acceptate relații dintre energia seismică E_s emisă de cutremurele naturale și magnitudinea M este (Gutenberg și Richter, 1956):

$$\log E_s(\text{erg}) = 11{,}8 + 1{,}5\,M \tag{5.38}$$

Folosind notațiile noastre, putem scrie

$$\log E_{0Q} = 11{,}8 + 1{,}5\,M_Q, \tag{5.38'}$$

unde M_Q este magnitudinea exploziei de încărcătură Q.

Scanned with OKEN Scanner

În cazul exploziilor, relația (5.38′) poate fi scrisă, ținînd seamă de (5.37), sub forma

$$M_Q = 0{,}67 \log Q + 0{,}67 \log kW - 7{,}86 \tag{5.39}$$

în care Q este cantitatea de exploziv în kilograme, iar W este exprimat în erg/kg.

Cunoscînd mărimea coeficientului k și a caracteristicii energetice W, se poate determina, cu ajutorul relației (5.39), magnitudinea exploziei de încărcătură Q.

Caracteristicile energetice W ale explozivilor de diferite tipuri sînt cunoscute și se găsesc date în lucrările de specialitate.

Coeficientul k se poate determina în felul următor. Se execută o serie de explozii de diferite încărcături Q, care se înregistrează la diferite distanțe r. Măsurînd pe seismogramele înregistrate mărimile v_i și T_i, se poate calcula, cu ajutorul relației (5.35), densitatea de energie pentru diferite distanțe r și încărcături Q.

Împărțind cu Q ambii membri ai relației (5.36) și logaritmînd, se obține

$$\ln\left(2\pi r^2 \frac{E_{rQ}}{Q}\right) = \ln\left(\frac{E_{oQ}}{Q}\right) - f\left(\frac{r}{r_0}\right), \tag{5.40}$$

unde $\ln (E_{0Q}/Q)$ este considerată o mărime constantă.

Cunoscînd valorile densității de energie E_{rQ} pentru diferite distanțe r, se construiește graficul de variație a mărimii $\ln (2\pi r^2 E_{rQ}/Q)$ în funcție de distanța r. De pe curba trasată printre puncte se poate determina valoarea $\ln E_0$ și se obține mărimea energiei E_0 emisă de 1 kg de exploziv sub formă de unde seismice. Coeficientul k se determină din relația

$$k = \frac{E_0}{W} \tag{5.41}$$

De exemplu, pentru un exploziv caracterizat de valorile $E_0 = 6{,}5 \cdot 10^{11}$ erg și $W = 4{,}3 \cdot 10^{13}$ erg/kg, se obține:

$$k \simeq 0{,}015$$

și

$$M_Q = 0{,}67 \log Q \tag{5.42}$$

Din relația (5.42) rezultă că explozia efectuată cu 1 kg de exploziv de caracteristici $E_0 = 6{,}5 \cdot 10^{11}$ erg și $W = 4{,}3 \cdot 10^{13}$ erg/kg produce tot atîta energie seismică cît produce un cutremur natural de magnitudine $M = 0$. Un cutremur foarte puternic, de magnitudine 8,7 produce o energie seismică egală cu energia produsă de o explozie de încărcătură $Q \approx 10^{10}$ t exploziv cu caracteristicile arătate mai sus. Cutremurul mare din Vrancea, produs la 10 noiembrie 1940, care a avut magnitudinea $M = 7{,}4$, a produs o energie seismică egală cu energia produsă de explozia unei încărcături de aproximativ 10^8 t exploziv de caracteristici $E_0 = 6{,}5 \cdot 10^{11}$ erg și $W = 4{,}3 \cdot 10^{13}$ erg/kg.

Totuși, determinarea magnitudinii M_Q cu ajutorul formulei (5.39) este dificilă, întrucît ea necesită cunoașterea celor două mărimi k și W. Caracteristica energetică W este cunoscută pentru majoritatea explozivilor folosiți, însă determinarea coeficientului k cere efectuarea de înregistrări speciale. În plus, după cum se știe, eficiența seismică k depinde de încărcătura Q.

Scanned with OKEN Scanner

S-a dovedit pe cale experimentală că

$$\sum_{j=1}^{n} v_j^2 T_j \simeq 1{,}25 v^2 T, \tag{5.43}$$

unde v este viteza maximă a particulei, iar T perioada de oscilație asociată acestei viteze.

Pentru foarte multe medii s-a stabilit că factorul de absorbție $e^{\gamma r}$ poate fi înlocuit cu raportul r/r_0.

Relația (5.34′) poate fi scrisă, deci, sub forma următoare

$$E_{0Q} \simeq 4\rho V \frac{r^3}{r_0} v^2 T \tag{5.44}$$

Logaritmînd această relație și ținînd seama de formula (5.38′), rezultă

$$M_Q = 0{,}67 \left[\log v^2 T + \log \frac{r^3}{r_0} + \log 4\rho V - 11{,}8 \right] \tag{5.45}$$

Formula (5.45) permite determinarea magnitudinii exploziilor fără să fie necesară cunoașterea coeficientului k și a caracteristicii energetice W a explozivului. Mărimile v și T se măsoară pe seismograme, iar densitatea ρ și viteza V de propagare a undelor pot fi determinate prin metodele cunoscute. Dificultatea aplicării relației (5.45) constă în determinarea mărimii r_0. În plus, evaluarea distanței r_0 și folosirea valorii obținute în determinări conduc la o scădere substanțială a preciziei. Pentru a înlătura această dificultate, s-a considerat necesară introducerea noțiunii de „magnitudine aparentă" $M_Q^* = M_Q + 0{,}67 \log r_0$, adică

$$M_Q^* = 0{,}67 [\log v^2 T + 3 \log r + \log 4\rho V - 11{,}8] \tag{5.46}$$

Dacă valoarea maximă v a vitezei particulei corespunde unui anumit nivel de vibrație (vezi capitolul 4 și în special tabelele 4.3—4.5; 4.18 și 4.19), pe care să-l notăm cu v_0, sau unei anumite intensități seismice I (vezi tabelul 4.19), relația (5.46) poate fi scrisă sub forma:

$$\log r = \frac{1}{3} [1{,}5 M_Q^* - \log v_0^2 T - \log 4\rho V + 11{,}8] \tag{5.47}$$

Substituind în relația (5.47) valorile vitezei particulei corespunzătoare diferitelor grade de intensitate (vezi tabelul 4.19), se construiește un grafic (de tipul celui din fig. 5.15), care exprimă variația intensității seismice I în funcție de magnitudinea aparentă M_Q^* și distanța r. Prezența parametrilor V, ρ și T în relațiile de mai sus impune construirea unui grafic de tipul celui din figura 5.15 pentru fiecare amplasament studiat.

La aplicarea metodei trebuie să se țină seama în care din următoarele două cazuri ne aflăm în rezolvarea problemei:

a) stabilirea limitei maxime a cantității de exploziv nepericuloase pentru construcțiile aflate în apropierea locului exploziilor;

b) determinarea razei zonelor periculoase din punct de vedere seismic, astfel încît la calculul și proiectarea construcțiilor ce urmează să se facă în apropierea exploziilor să fie posibilă luarea în considerare a vibrațiilor seismice.

Pentru rezolvarea problemei în cazul *a* trebuie să se știe mai întîi nivelul maxim admisibil de vibrație la care construcțiile de protejat nu

Scanned with OKEN Scanner

suferă deteriorări. Acesta se poate estima pe baza datelor din tabelele 4.3—4.5, 4.8, 4.18 și 4.19 și ținînd seama de datele tehnice care au stat la baza executării construcțiilor respective și de starea acestor construcții în momentul începerii lucrărilor cu explozivi.

Condițiile în care se efectuează exploziile test (exploziile experimentale) trebuie să fie cît mai asemănătoare cu cele în care se execută exploziile necesare producției. Tipul și calitatea explozivului folosit la ex-

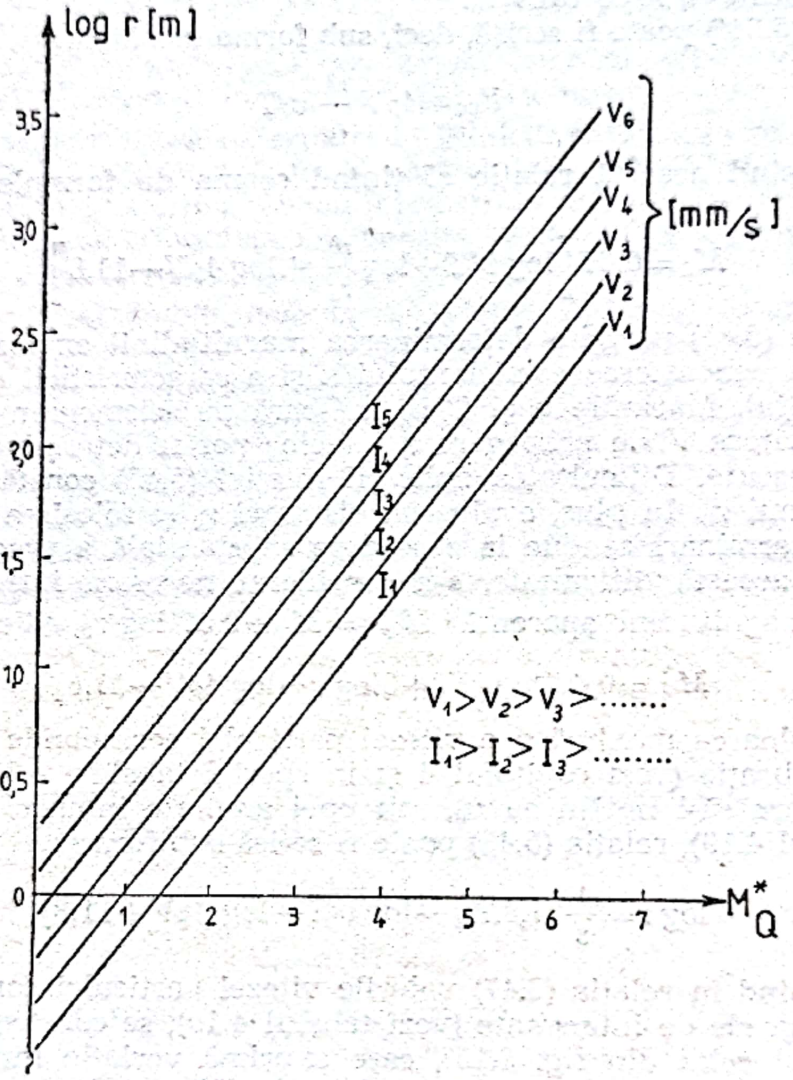


Fig. 5.15. Relația dintre magnitudinea „aparentă", intensitatea seismică I (sau viteza particulei) și distanța față de locul exploziei, pentru ρ și V date.

perienție trebuie să fie de asemenea aceleași cu cele ale explozivului utilizat în lucrările de producție din acel loc. De aceea este chiar foarte indicat ca exploziile experimentale să constituie în același timp explozii de producție propriu-zise, cu unele restricții asupra greutății încărcăturii. Adică greutatea încărcăturii de exploziv trebuie să fie mărită treptat de la o explozie la alta, iar după fiecare înregistrare trebuie să se efectueze calculele cu ajutorul formulelor prezentate mai sus. Se calculează magnitudinea M_Q^* și, cunoscînd distanța r, se află, cu ajutorul graficului de tipul celui din figura 5.15, intensitatea I a fiecărei explozii. Cînd rezul-

Scanned with OKEN Scanner

tatele calculelor arată că gradul de intensitate al exploziei este apropiat de cel maxim admisibil, nu se mai efectuează nici o înregistrare. Astfel, după înregistrarea a 3—4 explozii, se poate stabili limita maximă admisibilă a cantității de exploziv.

Cu ajutorul graficului din figura 5.15 se poate construi un alt grafic (fig. 5.16), care exprimă variația încărcăturii Q în funcție de intensitatea I, pentru diferite distanțe r. Pentru aceasta, se citesc pe graficul din fi-

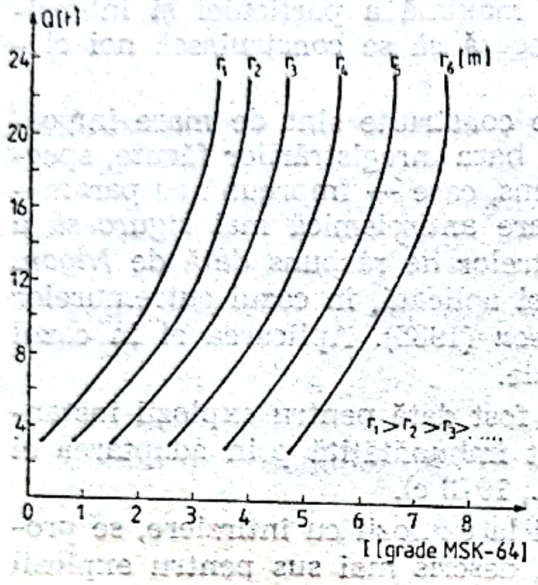


Fig. 5.16. Grafic pentru determinarea uneia din cele trei mărimi (Q, r, I) în funcție de celelalte două.

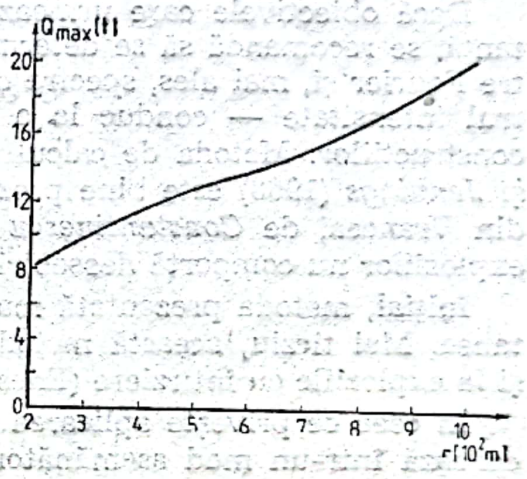


Fig. 5.17. Variația încărcăturii maxime admisibile în funcție de distanța față de locul exploziei, pentru un anumit nivel maxim de vibrație.

gura 5.15 intensitățile pe care le-ar avea cele 3—4 explozii, de magnitudini deja determinate și de încărcături cunoscute, la diferite distanțe r. În felul acesta se poate construi un grafic ca cel dat în figura 5.16.

Cunoscînd intensitatea maximă admisibilă, se poate construi, cu ajutorul graficului din figura 5.16, un alt grafic (fig. 5.17), care exprimă variația încărcăturii maxime admisibile în funcție de distanța r, pentru nivelul maxim admisibil de vibrație (exprimat fie prin viteza particulei, fie prin intensitatea seismică). Graficul de tipul celui dn figura 5.17 servește la determinarea distanței minime admisibile a construcțiilor față de locul exploziilor, în funcție de greutatea încărcăturii de exploziv, sau la determinarea încărcăturii maxime de exploziv în funcție de distanța de la locul exploziei la obiectivele de protejat.

Pentru rezolvarea problemei în cazul b, trebuie să se știe mai întîi zonele unde urmează să se construiască noile clădiri sau instalații din apropierea exploziilor. Ca și în cazul a, printre seismografe trebuie să fie cel puțin un complet de trei componente, iar seismografele orizontale trebuie să fie astfel amplasate încît unul să înregistreze componenta radială și celălalt componenta transversală. De asemenea, calitatea explozivului și condițiile în care se efectuează exploziile experimentale trebuie să fie asemănătoare cu cele în care se execută exploziile curente necesare lucrărilor de producție din acel loc. Nu este necesar ca greutatea încărcăturii de exploziv să fie mărită treptat de la o explozie la alta, ci toate

Scanned with OKEN Scanner

cele 3—4 explozii experimentale trebuie să fie executate cu încărcături a căror greutate să fie egală cu greutatea încărcăturii maxime (sau chiar ceva mai mare) folosite în lucrările de producție din acel loc. Greutatea încărcăturii maxime, în cazul b, este condiționată aproape exclusiv de necesitățile producției. Prin urmare, exploziile-test pot fi veritabile explozii de producție.

După efectuarea înregistrărilor se face prelucrarea datelor de observație folosind relațiile prezentate mai sus și un grafic de tipul celui din figura 5.15. Se determină astfel viteza maximă a particulei și intensitatea I în diversele puncte în care urmează să se construiască noi clădiri și instalații.

Dacă obiectivele care urmează să fie construite sînt de mare importanță, se recomandă să se determine, pe baza înregistrărilor făcute, spectre Fourier și, mai ales, spectre de răspuns, care — împreună cu parametrul intensitate — conduc la o proiectare antiseismică mai riguroasă a construcțiilor. Metoda de calcul al spectrelor de răspuns dată de *Nigam* și *Jennings* (1968) este bine prezentată și aplicată, în cazul cutremurelor din Vrancea, de *Constantinescu* și *Enescu* (1985). Aplicarea ei în cazul exploziilor nu comportă deosebiri esențiale.

Inițial, metoda prezentată mai sus a fost dată pentru explozii instantanee. Mai tîrziu, această metodă a fost îmbunătățită prin adaptarea ei și la exploziile cu întîrziere (Enescu et al., 1973 c).

În ceea ce privește aplicarea metodei la explozii cu întîrziere, se procedează într-un mod asemănător cu cel descris mai sus pentru explozii instantanee, cu deosebirea că, în cazul exploziilor cu întîrziere, se construiește cîte o serie de grafice de tipul celor din figurile 5.15—5.17 atît pentru încărcătura totală de exploziv, cît și pentru încărcătura medie pe treapta de întîrziere și, mai ales, pentru încărcătura maximă pe treapta de întîrziere. Aceste grafice permit aflarea valorilor maxime admisibile ale celor trei încărcături (maximă pe treaptă, medie pe treaptă și totală) în funcție de distanța r și de nivelul de vibrație maxim admisibil (exprimat fie prin viteza particulei, fie prin intensitatea seismică). De asemenea, poate fi determinată, cu ajutorul graficelor de tipul celui din figura 5.17, distanța minimă admisibilă a construcțiilor față de locul exploziilor în funcție de oricare din cele trei încărcături (maximă pe treaptă, medie pe treaptă și totală).

Întrucît această metodă, așa cum a fost ea elaborată, nu oferă și posibilitatea efectuării unui control seismic al exploziilor fără să fie necesară executarea de măsurători instrumentale, încercăm acum, în cele ce urmează, să-i adăugăm și această calitate. Ținînd seama de cele arătate în capitolul precedent, se recomandă să luăm în considerare viteza particulei.

Pentru distanțe $r \gg r_{OP}$ sau $r \gg r_{OS}$, relațiile (1.66) și (1.67) devin:

$$U_P(t) = \frac{r_{0P}^2 P_0}{2\rho V_S \sqrt{V_P^2 - V_S^2}} \frac{1}{r} e^{-h_P \tau_P} \sin(\omega'_{0P} \tau_P) \tag{5.48}$$

$$U_S(t) = \frac{2 r_{0S}^2 S_0 \sin \alpha}{\sqrt{3}\, \rho V_S^2} \cdot \frac{1}{r} e^{-h_S \tau_S} \sin(\omega'_{0S} \tau_S) \tag{5.49}$$

Scanned with OKEN Scanner

Vitezele particulei în undele P și S sînt:

$$v_P(t)=\frac{\partial U_P}{\partial t}=\frac{r_{0P}^2 P_0}{2\rho V_S\sqrt{V_P^2-V_S^2}}\cdot\frac{1}{r}\left[-h_P e^{-h_P\tau_P}\sin(\omega'_{0P}\tau_P)+\right.$$

$$\left.+\omega'_{0P}e^{-h_P\tau_P}\cos(\omega'_{0P}\tau_P)\right]; \tag{5.50}$$

$$v_S(t)=\frac{\partial U_S}{\partial t}=\frac{2r_{0S}^2 S_0\sin\alpha}{\sqrt{3}\,\rho V_S^2}\cdot\frac{1}{r}\left[-h_S e^{-h_S\tau_S}\sin(\omega'_{0S}\tau_S)+\right.$$

$$\left.+\omega'_{0S}e^{-h_S\tau_S}\cos(\omega'_{0S}\tau_S)\right] \tag{5.51}$$

Amplitudinile maxime ale vitezelor $v_P(t)$ și $v_S(t)$ au expresiile:

$$v_P=\frac{r_{0P}^2 P_0\omega'_{0P}}{2\rho V_S\sqrt{V_P^2-V_S^2}}\cdot\frac{1}{r};\quad v_S=\frac{2r_{0S}^2 S_0\omega'_{0S}}{\sqrt{3}\,\rho V_S^2}\cdot\frac{1}{r} \tag{5.52}$$

Ținînd seama de (1.68) rezultă

$$v_P=\frac{r_{0P}P_0}{\rho V_P}\cdot\frac{1}{r};\quad v_S=\frac{r_{0S}S_0}{\rho V_S}\cdot\frac{1}{r} \tag{5.53}$$

Conform rezultatelor lui *Schall* (1960), putem scrie

$$P=15\left(\frac{a}{r}\right)^3\rho V_P^2 \text{ și } S=15\left(\frac{a}{r}\right)^3\rho V_S^2 \tag{5.54}$$

unde a este raza încărcăturii.

Pentru $r=r_{OP}$ și $r=r_{OS}$, rezultă:

$$P_0 r_{0P}^3=15a^3\rho V_P^2 \text{ și } S_0 r_{0S}^3=15a^3\rho V_S^2 \tag{5.55}$$

Masa încărcăturii de exploziv este

$$Q=\frac{4}{3}\pi\rho_e a^3 \tag{5.56}$$

în care ρ_e este densitatea încărcăturii de exploziv.

Din (5.55) și (5.56) avem:

$$r_{0P}^3=\frac{15\rho V_P^2}{P_0}\cdot\frac{3Q}{4\pi\rho_e};\quad r_{0S}^3=\frac{15\rho V_S^2}{S_0}\cdot\frac{3Q}{4\pi\rho_e} \tag{5.57}$$

Ținînd seama de (5.57), relațiile (5.53) devin:

$$v_P=\left(\frac{45}{4\pi\rho_e}\right)^{1/3}\cdot\frac{\sqrt[3]{P_0^2}}{\sqrt[3]{\rho^2}\sqrt[3]{V_P}}\cdot\frac{\sqrt[3]{Q}}{r} \tag{5.58}$$

și

$$v_S=\left(\frac{45}{4\pi\rho_e}\right)^{1/3}\cdot\frac{\sqrt[3]{S_0^2}}{\sqrt[3]{\rho^2}\sqrt[3]{V_S}}\cdot\frac{\sqrt[3]{Q}}{r}, \tag{5.59}$$

unde toate mărimile sînt exprimate în sistemul de unități MKS.

Să vedem ce posibilități sînt pentru calculul vitezelor maxime ale particulei cu ajutorul relațiilor (5.58) și (5.59), fără să fie necesară efectuarea de înregistrări instrumentale.

Scanned with OKEN Scanner

Mai întîi, observăm că ele exprimă dependența vitezelor particulei în funcție de cantitatea de exploziv Q, de distanța r și de mărimea P_0 sau S_0 și iau în considerare densitatea încărcăturii de exploziv precum și caracteristicile fizice ale mediului prin factorii

$$\frac{1}{\sqrt[3]{\rho^2}\sqrt[3]{V_P}} \quad \text{și} \quad \frac{1}{\sqrt[3]{\rho^2}\sqrt[3]{V_S}} \tag{5.60}$$

Densitatea ρ și viteza V_P pot fi evaluate fără să se facă înregistrări instrumentale, ci numai pe baza cunoașterii geologiei zonei. Evident, asemenea evaluări pot fi însoțite de erori, uneori relativ mari. Se știe însă că densitatea ρ nu variază între limite largi, iar prin operațiile aritmetice exprimate de $\sqrt[3]{\rho^2}$ erorile se vor micșora. În ceea ce privește viteza de propagare V_P sau V_S, evaluarea lor numai pe baza cunoașterii geologiei zonei nu va conduce, de asemenea, la erori mari. De exemplu, dacă $V_P=3\,375$ m/s, atunci $\sqrt[3]{3\,375}=15$ și dacă $V_P=2\,197$ m/s, atunci $\sqrt[3]{2\,197}=13$. Se observă că o eroare foarte mare (care depășește 1 000 m/s), făcută la evaluarea vitezei de propagare, conduce la erori aproape nesemnificative pentru vitezele particulei.

După cum s-a arătat în capitolul 1, P_0 și S_0 acționează pe fețele interioare ale sferelor de raze r_{OP}, respectiv r_{OS} și sînt mai mici decît limita de elasticitate a rocilor. Cercetările făcute au arătat (Szeidovitz, 1972) că limita zonei de fracturare este la aproximativ $P\geqslant 650$ atm; în cazul zonei de extruziune, valoarea lui P este de 650—165 atm, iar zona de deformare cvasielastică începe cu $P_0=100$—150 atm. Pentru $P_0=100$ atm, rezultă $\sqrt[3]{P_0^2}\simeq 22$ și pentru $P_0=150$ atm, $\sqrt[3]{P_0^2}\simeq 28$. Luînd în considerare valoarea medie, adică $P_0=125$ atm, rezultă $\sqrt[3]{P_0^2}\simeq 25$, deci o deviație de cel mult 14%.

Rezultă din cele arătate mai sus că, pentru un amplasament dat și o metodă de explozie dată, viteza particulei depinde în mod semnificativ numai de încărcătura de exploziv Q și de distanța r (vezi relațiile (5.58) și (5.59)).

Erori relativ mari pot fi făcute cînd se aplică formulele (5.58) și (5.59) la calculul vitezelor particulei pentru distanțe mici față de locul exploziei, adică la distanțe r care nu mai respectă condiția $r\gg r_{OP}$ sau $r\gg r_{OS}$. În cazul în care această condiție nu este satisfăcută, termenii care descresc cu r^2 (vezi relațiile (1.66) și (1.67)) nu mai pot fi neglijați.

Luarea în considerare a mărimilor P_0 și S_0 corespunzătoare distanțelor r_{OP} și r_{OS}, la care undele devin cvasielastice, împreună cu faptul că distanțele față de locul exploziei nu sînt prea mari în cazul cercetării efectului seismic al exploziilor asupra construcțiilor ne fac să putem neglija efectul absorbției undelor în cazul formulelor (5.58) și (5.59).

Oricum, formulele (5.58) și (5.59) servesc cel puțin la o evaluare a ordinului de mărime (la aflarea unei valori orientative) a nivelului de vibrație (exprimat prin viteza particulei). În plus, deducerea acestor formule mai are importanță prin faptul că ea demonstrează dependența vitezei particulei de rădăcina cubică a încărcăturii de exploziv. Importanța acestei dependențe va ieși bine în evidență la folosirea noțiunii de „distanță redusă" în controlul seismic al vibrațiilor produse de explozii (vezi paragraful următor).

Ținînd seamă de cerințele prezentate la începutul acestui subcapitol, se pot face următoarele observații privind această metodă.

Scanned with OKEN Scanner

1. Criteriul de deteriorare: este considerat (viteza particulei și/sau intensitatea seismică).

2. Niveluri admisibile de vibrație: metoda nu dă asemenea niveluri de vibrație, întrucît folosește niveluri admisibile de vibrație date de diverși autori pe baza unor cercetări experimentale cu rezultate de mare încredere.

3. Abordarea statistică: parțial satisfăcută.

4. Semnificația fizică: satisfăcută. Metoda pornește de la calculul energiei seismice a exploziei în stabilirea relațiilor între încărcătură, distanță și intensitate seismică (sau viteză a particulei).

5. Caracteristicile sursei: sînt considerate. Metoda ia în considerare încărcătura și modul de detonare. Caracteristicile mediului: sînt luate în considerare prin parametrii ρ și V.

6. Metoda permite stabilirea încărcăturii maxime admisibile și a distanței minime admisibile.

7. Control fără măsurători: parțial satisfăcut. Metoda permite o evaluare aproximativă a nivelului de vibrație (exprimat de viteza particulei) cu ajutorul relațiilor (5.58) și (5.59). Pe baza unor asemenea evaluări și cu ajutorul graficelor de tipul celor din figurile 5.15—5.17 pot fi evaluate încărcăturile maxime admisibile (pentru orice distanță r), sau distanța minimă admisibilă (pentru orice încărcătură de exploziv). Rezultatele unor asemenea evaluări au, însă, numai un caracter orientativ.

8. Date pentru inginerii constructori: cerința este satisfăcută parțial. Metoda ia în considerare doi parametri utili proiectării antiseismice a construcțiilor: viteza particulei și intensitatea seismică.

5.2.2. Metoda „distanței reduse"

Am văzut în paragraful precedent care sînt dificultățile folosirii unei legi de propagare a vibrațiilor, dedusă pe baza utilizării modelelor teoretice ale surselor seismice.

Nicholls et al. (1971) au folosit pentru rezolvarea problemei următoarea lege de propagare a vibrațiilor produse de explozii:

$$A = kQ^b r^m \qquad (5.61)$$

unde Q este încărcătura de exploziv; r — distanța de la locul exploziei pînă la punctul de măsurare; k, b și m — niște constante asociate cu un amplasament dat (carieră, mină, șantier de construcții etc.) și cu o metodă de explozie dată; A — amplitudinea maximă a vibrației.

Comparînd relația (5.61) cu (5.58) și (5.59), se observă o asemănare, forma relației (5.61) fiind oarecum impusă de datele teoriei. Se observă absența termenului $e^{-\gamma r}$, care reprezintă absorbția undelor. Pentru distanțe r mici, acest termen poate fi eliminat, întreaga atenuare putînd fi reprezentată prin termenul r^m.

Pentru estimarea mărimilor b și m au fost folosite atît metode teoretice (una din ele este aceea din paragraful precedent), cît și empirice. Astfel, pentru b au fost propuse valori de la 0,4 la 1,0 și pentru m de la —1 la —2 (Moris, 1950 b; Adams et al., 1961; Hudson et al., 1961 etc.).

Mărimea A este amplitudinea maximă a deplasării, vitezei sau accelerației particulei, însă în studiul foarte amplu făcut de *Nicholls et al.* (1971) este luată în considerare numai viteza particulei, întrucît aceasta

Scanned with OKEN Scanner

reprezintă, conform părerii aproape unanime a cercetătorilor în domeniu, cel mai bun criteriu de deteriorare în cazul vibrațiilor produse de explozii (vezi capitolul 4).

Studiul a fost făcut luînd în considerare atît explozii instantanee, cît și grupări de explozii cu întîrziere. Variabilele principale asociate exploziilor întîrziate sînt: intervalul de întîrziere, numărul de trepte de întîrziere, numărul de cavități pe treapta de întîrziere și încărcătura pe treapta de întîrziere. În prima fază s-a urmărit să se determine legea de propagare (5.61) pentru vibrațiile produse atît de explozii instantanee, cît și de explozii cu întîrziere de la o singură carieră. În cazul exploziilor cu întîrziere s-a căutat să se determine dacă nivelul de vibrație, la diferite distanțe față de locul exploziei, este controlat de lungimea intervalului de întîrziere sau de numărul de trepte de întîrziere.

Au fost folosite date de înregistrare de la 12 explozii cu un singur rînd de cavități (găuri) și cu intervale de întîrziere de 0, 9, 17 și 34 milisecunde (3 explozii instantanee și cîte 3 explozii cu intervale de întîrziere de 9, 17 și 34 milisecunde). La aceste 12 explozii s-a folosit o singură cavitate pe treapta de întîrziere. Studiul a inclus, de asemenea, 5 explozii cu o singură cavitate și 2 explozii cu întîrziere, cu mai multe rînduri de cavități. Pentru cele 2 explozii cu mai multe rînduri de cavități, numărul maxim de cavități pe treapta de întîrziere a fost de 4 la una din explozii și de 6 la cealaltă.

Diametrul și adîncimea cavităților, procedeul de încărcare a acestora, precum și distanța dintre cavități au fost menținute constante la toate testele. Încărcătura pentru fiecare cavitate a fost de circa 90 kg, burajul de aproximativ 5 m și adîncimea fiecărei cavități de 10—11 m. Au fost făcute înregistrări pe 3 componente (radială, transversală și verticală), în 7—8 puncte aflate la distanțe diferite față de locul exploziei, distanțe cuprinse între 50 și 300 m.

Pe baza unui studiu statistic folosind numai datele de înregistrare de la exploziile instantanee executate în cariera luată în considerare, *Nicholls et al.* (1971) au determinat coeficienții k, b și m pentru fiecare componentă a vitezei particulei, obținînd rezultatele:

$$v_r=0{,}052\left(\frac{r}{Q^{0.512}}\right)^{-1{,}63};\quad v_t=0{,}035\left(\frac{r}{Q^{0.521}}\right)^{-1{,}28};$$

$$v_v=0{,}071\left(\frac{r}{Q^{0.421}}\right)^{-1{,}74}, \qquad (5.62)$$

unde indicii r, t și v arată componenta radială, transversală și verticală.

Menționăm că mărimile din relațiile (5.62) sînt exprimate în unități anglo-saxone, adică v_r, v_t și v_v în in/s; r în ft și Q în lb. Aceste relații au fost date aici numai pentru a explica metoda.

Exploziile cu întîrzieri de 9, 17 și 34 milisecunde au folosit la studiul efectului intervalului de întîrziere și al numărului de cavități asupra nivelului de vibrație.

Analiza datelor obținute a arătat că nivelurile de vibrație de la explozii cu întîrziere sînt în general mai joase decît acelea de la explozii instantanee folosind același număr de cavități și aceeași cantitate de exploziv. Datele arată, de asemenea, că nivelurile de vibrație apar a fi distribuite întîmplător în funcție de intervalul de întîrziere sau de numărul de trepte de întîrziere.

Scanned with OKEN Scanner

Relațiile (5.62) exprimă o dependență a nivelului de vibrație de la explozii instantanee de numărul de cavități sau de cantitatea totală de exploziv, precum și dependența acestui nivel de distanța r. Dacă nivelul de vibrație de la explozii cu întîrziere depinde relativ puțin de durata intervalului de întîrziere sau de numărul de trepte (așa cum s-a arătat mai sus), rezultă că nivelul de vibrație de la aceste explozii trebuie să depindă în principal de mărimea încărcăturii pe treapta de întîrziere. Prin urmare, nivelurile de vibrație de la explozii instantanee și cu întîrziere ar corespunde cu condiția ca același număr de cavități să fie folosit în explozia instantanee ca și pe fiecare treaptă de întîrziere.

S-a tras astfel concluzia că nu se face nici o eroare semnificativă dacă nivelurile de vibrație de la diferite explozii sînt comparate pe baza greutății încărcăturii pe treapta de întîrziere (sau pe baza greutății încărcăturii totale, în cazul exploziilor instantanee). De aceea, orice scalare sau normalizare trebuie să fie făcută folosind greutatea încărcăturii pe treapta de întîrziere. Dacă greutatea încărcăturii variază de la o treaptă la alta, pentru aceeași explozie (datorită eventualelor variații ale încărcăturii de la o cavitate la alta sau/și datorită eventualelor variații ale numărului de cavități de la o treaptă la alta), atunci se ia în considerare greutatea maximă pe treaptă.

Din cele prezentate mai sus rezultă trei concluzii principale:

1) cele trei componente ale maximului vitezei particulei în terenul unui amplasament pot fi reprezentate de relații de forma

$$v_p = H_p \left(\frac{r}{Q^\alpha} \right)^{\beta_p} \qquad (5.63)$$

în care $p = r, t, v$.

2) Q este încărcătura pe treapta de întîrziere (în cazul exploziei cu întîrziere) sau încărcătura totală (în cazul exploziei instantanee);

3) α poate fi considerat egal cu aproximativ 0,5 sau distanța r poate fi scalată cu rădăcina pătrată a încărcăturii. De aceea, raportul

$$r_{red.} = \frac{r}{Q^\alpha} \qquad (5.64)$$

a fost denumit „distanța scalată" (scaled distance) sau „distanța redusă". Noțiunile de „distanță scalată", „adîncime scalată" etc. au fost definite încă din capitolul 3 (vezi subcapitolul 3.2), iar „distanța scalată" este folosită și în capitolul 4 (vezi paragraful 4.3.5.).

Relația (5.63) pentru oricare componentă implică faptul că H și β sînt constante care trebuie determinate pentru fiecare amplasament și, probabil, pentru fiecare procedeu de împușcare.

Pentru a demonstra aplicabilitatea relației (5.63), *Nicholls et al.* (1971) au efectuat un studiu statistic foarte amplu, folosind date de înregistrare la diferite distanțe și de la mai multe amplasamente. Astfel, au fost folosite datele de la cinci amplasamente din Statele Unite ale Americii și au fost efectuate înregistrări (la diferite distanțe) ale vibrațiilor produse de 39 de explozii. Dintre aceste explozii, 12 au fost instantanee, 5 cu o singură cavitate pe treapta de întîrziere și 22 cu mai multe cavități pe treapta de întîrziere. Greutatea încărcăturii pe cavitate a variat de la 3,5 kg la 700 kg, iar greutatea încărcăturii pe treapta de întîrziere (incluzînd exploziile instantanee) a variat de la 11 kg la 2 100 kg. Pentru exploziile cu întîrziere, intervalul τ a variat de la 5 la 26 milisecunde. Nivelurile de vibrație de la exploziile cu interval de întîrziere de 5 milise-

Scanned with OKEN Scanner

cunde nu au fost mult diferite de acelea de la explozii cu interval de întîrziere mai mare. A fost luată în considerare încărcătura pe treapta de întîrziere pentru fiecare împuşcare.

Aplicarea procedeului prezentat în paragraful 5.2.3. a condus la determinarea legii de propagare exprimată de relaţia (5.63), care demonstrează că $\alpha=0{,}5$ independent de amplasament şi de condiţiile de împuşcare (instantanee sau cu întîrziere). S-a arătat, totodată, că H şi β sînt constante care trebuie determinate pentru fiecare amplasament şi procedeu de împuşcare şi pentru fiecare componentă a vitezei particulei.

Prin urmare, legea de propagare (5.61) are, după *Nicholls et al.* (1971), următoarea formă pentru viteza particulei

$$v_p=H_p\left(\frac{r}{\sqrt{Q}}\right)^{\beta p}, \qquad (5.65)$$

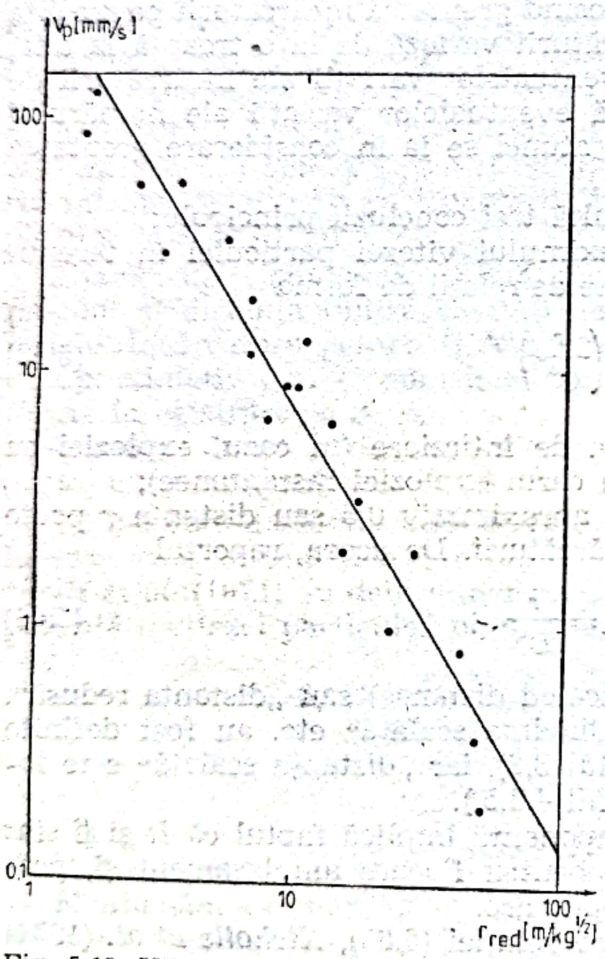


Fig. 5.18. Viteza maximă a particulei (pe o componentă sau rezultantă) în funcţie de distanţa redusă.

unde: v este viteza maximă a particulei, cm/s; r — distanţa de la locul exploziei la obiectivul studiat, m; Q — greutatea încărcăturii maxime pe treapta de întîrziere, kg; H şi β — constante pentru un anumit amplasament şi un anumit tip de împuşcare; $p=r, t, v$. Mărimea

$$r_{red.}=\frac{r}{\sqrt{Q}} \qquad (5.66)$$

reprezintă distanţa redusă, adică distanţa de la punctul de măsurare la locul exploziei, împărţită la rădăcina pătrată a încărcăturii maxime pe treapta de întîrziere. În sistemul internaţional de unităţi, mărimea r_{red} se exprimă în m/kg$^{1/2}$.

Relaţia (5.65) permite, pe baza unor măsurători experimentale, să reprezentăm într-un grafic bilogaritmic distanţa redusă r_{red} în funcţie de viteza maximă a particulei, v_p, prin efectuarea unei regresii liniare. Se obţine un grafic de tipul celui prezentat în figura 5.18. Cu ajutorul unui asemenea grafic se poate determina distanţa redusă r_{red} pentru orice valoare a vitezei maxime a particulei (în particular, pentru viteza maximă admisibilă). După aceea, folosind relaţia

$$Q=(r/r_{red})^2 \text{ sau } r=r_{red}\sqrt{Q} \qquad (5.67)$$

se poate calcula simplu cantitatea maximă admisibilă de exploziv (Q) pentru orice distanţă r, sau distanţa minimă admisibilă (r) pentru orice încărcătură Q.

Scanned with OKEN Scanner

Pentru folosirea relațiilor de mai sus am arătat că sînt necesare măsurători instrumentale. În cazul în care nu se fac măsurători instrumentale, pot fi folosite datele obținute la alte amplasamente (cariere, șantiere de construcții etc.) pentru a determina parametrii de care este nevoie. Acest mod de a proceda implică niște factori de siguranță mai mari și, deci, condiții mai restrictive decît în cazul în care se face controlul instrumental al exploziilor.

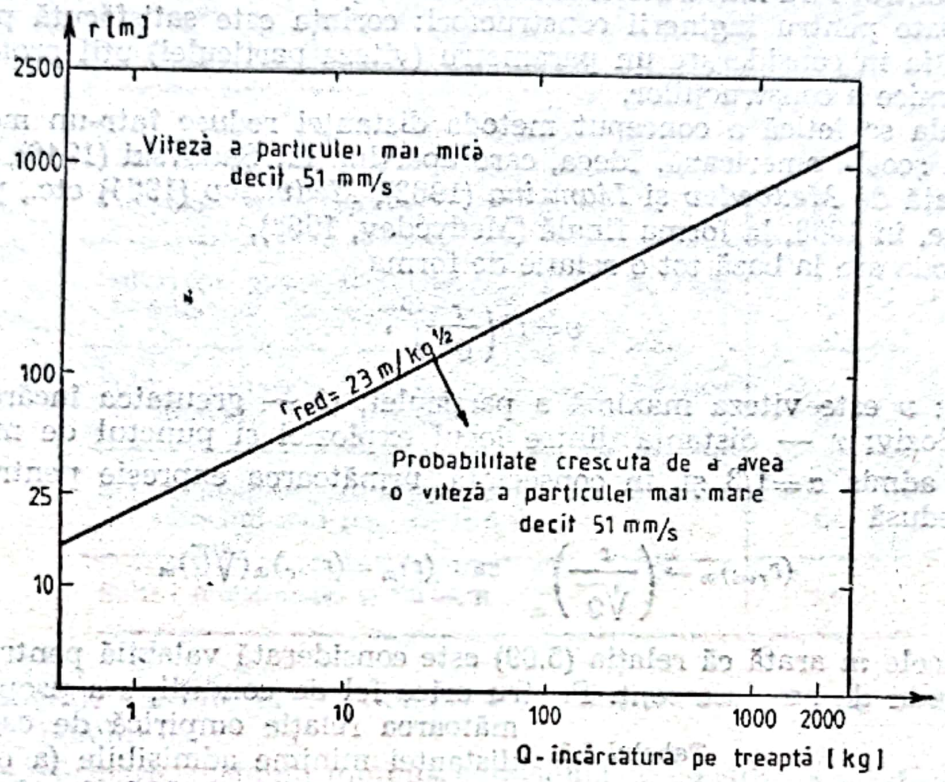


Fig. 5.19. Relația dintre încărcătura de exploziv și distanța față de locul exploziei, pentru r_{red}=23 m/kg$^{1/2}$.

De exemplu, în cazul clădirilor de locuit, controlul exploziilor fără supraveghere instrumentală se poate face admițînd că distanța (redusă) de siguranță trebuie să fie mai mare de 23 m/kg$^{1/2}$. În figura 5.19 este reprezentată variația încărcăturii (Q) pe treaptă în funcție de distanță, pentru o distanță redusă de 23 m/kg$^{1/2}$. Folosirea acestui grafic este valabilă pentru viteze ale particulei care nu depășesc 51 mm/s.

Pentru cazurile în care distanța redusă de 23 m/kg$^{1/2}$ este fie prea mare fie prea mică, se impune efectuarea de măsurători și aplicarea metodei descrise mai sus.

Conform listei de cerințe pe care o metodă de control seismic al vibrațiilor produse de explozii este de dorit să le satisfacă, metoda elaborată de *Nicholls et al.* (1971) poate fi caracterizată în felul următor (Mârza și Pântea, 1980)[1].

1. Criteriul de deteriorare: este considerat (viteza particulei).
2. Niveluri admisibile de vibrație: cerința este satisfăcută.
3. Abordarea statistică: satisfăcută. Au fost făcute studii statistice pentru a stabili criteriul de deteriorare, niveluri admisibile de vibrație și legea de propagare exprimată prin relația (5.65).

Scanned with OKEN Scanner

4. Semnificația fizică: parțial satisfăcută.

5. Caracteristicile sursei: considerate. Legea de propagare ia în considerare parametrii sursei. Caracteristicile mediului: formula de propagare ia în considerare în mod indirect, prin mediere statistică, efectele caracteristicilor mediului.

6. Metoda permite stabilirea încărcăturii maxime admisibile și a distanței minime admisibile.

7. Control fără măsurători: satisfăcut.

8. Date pentru inginerii constructori: cerința este satisfăcută parțial. Metoda ia în considerare un parametru (viteza particulei) util proiectării antiseismice a construcțiilor.

Școala sovietică a conceput metoda distanței reduse într-un mod diferit de școala americană. Ideea, care aparține lui Sadovski (1946), a fost dezvoltată de *Medvedev* și *Liamzina* (1962), *Medvedev* (1964) etc., pentru a ajunge, în 1968, la forma finală (Medvedev, 1968).

Metoda are la bază tot o relație de forma

$$v = H\left(\frac{r}{Q^{\alpha}}\right)^{\beta}, \tag{5.68}$$

în care: v este viteza maximă a particulei; Q — greutatea încărcăturii de exploziv; r — distanța dintre locul exploziei și punctul de măsură.

S-a admis $\alpha = 1/3$ și, în consecință, următoarea expresie pentru distanța redusă

$$(r_{red})_m = \left(\frac{r}{\sqrt[3]{Q}}\right)_m \quad \text{sau} \quad (r)_m = (r_{red})_m (\sqrt[3]{Q})_m \tag{5.69}$$

Indicele m arată că relația (5.69) este considerată valabilă pentru condiții medii de amplasament. Pentru orice fel de condiții, s-a propus următoarea relație empirică de calcul a distanței minime admisibile (a obiectivelor de protejat) față de locul exploziei de o intensitate acceptată:

$$r = k_e k_t k_c (r_{red})_m \sqrt[3]{Q} \tag{5.70}$$

Prin urmare, pentru orice condiții, distanța redusă este definită

$$r_{red} = k_e k_t k_c (r_{red})_m = \frac{r}{\sqrt[3]{Q}}, \tag{5.71}$$

unde: k_e este coeficient ce caracterizează tipul exploziei (instantanee sau cu microîntîrziere) și condițiile de exploatare (la suprafață, în subteran sau combinate, tabelul 5.3); k_t — coeficient care ține seama de influența condițiilor de teren asupra vibrațiilor generate de explozii (tabelul 5.4); k_c — coeficient ce caracterizează starea construcțiilor, fiind totodată corelat și cu intensitatea seismică I (scara MSK) (tabelul 5.5); $(r_{red})_m$ — distanța redusă pentru con-

Tabelul 5.3

Valorile coeficientului k_e

Tipul exploziei	Tipul exploatării	k_e
Instantanee	Lucrări la suprafață	1,00
	Lucrări subterane	0,72
	Exploatări combinate	0,91
Microîntîrziată	Lucrări la suprafață	0,80
	Lucrări subterane	0,63
	Exploatări combinate	0,83

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 5.4

Valorile coeficientului k_t

Condiţiile de teren	k_t
Roci stîncoase compacte	0,5
Roci stîncoase fisurate	0,7
Roci semistîncoase (marne, gresii, gipsuri)	0,8
Conglomerate compacte	0,9
Soluri nisipoase şi argiloase cu ape freatice la adîncimi mai mari decît 10 m	1,0
Soluri nisipoase şi argiloase cu ape freatice la adîncimi între 5 şi 10 m	1,2
Soluri nisipoase şi argiloase cu ape freatice la adîncimi mai mici decît 5 m	1,4
Soluri mlăştinoase şi turbării	1,5

diţii medii; valorile ei, în funcţie de intensitatea seismică admisă, sînt date în tabelul 5.6.

Prin urmare, distanţa minimă admisibilă se calculează cu ajutorul relaţiei (5.70) şi folosind datele din tabelele 5.3—5.6. Relaţia (5.70) sau (5.71) permite şi calculul încărcăturii maxime admisibile pentru o distanţă r dată şi valori k_e, k_t, k_c şi $(r_{red})_m$ impuse de condiţiile respective.

Melnikov şi *Chesnokov* (1969) prezintă, numai după un an, o variantă simplificată a metodei *Medvedev* (1968). Ei propun următoarea relaţie de calcul al distanţei minime admisibile (razei zonei de pericol seismic)

$$r = k_s p \sqrt[3]{Q}, \qquad (5.72)$$

în care: k_s este coeficient ce depinde de proprietăţile solului pe care sînt amplasate obiectivele de protejat (tabelul 5.7); p — coeficient care depinde de raportul dintre raza craterului format şi adîncimea la care a fost plasată încărcătura de exploziv; $p=0,7—1,2$.

Creşterea adîncimii încărcăturii conduce la creşterea efectului seismic al exploziei, însă numai pînă la o anumită valoare. Efectul seismic maxim

Tabelul 5.5

Valorile coeficientului k_c

Starea clădirii	Intensitatea I [gradeşcara MSK-64]	k_c
Satisfăcătoare	*VI*	1,0
Clădiri cu degradări	*V*	1,6
Clădiri şubrede (vechi)	*IV*	2,5

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 5.6

Valorile distanței reduse $(r_{red})_m$

Intensitatea seismică [MSK-64]	*I*	*II*	*III*	*IV*	*V*	*VI*	*VII*	*VIII*	*IX*	*X—XII*
$(r_{red})_m$	100	63—100	40—63	25—40	16—25	10—16	6,3—10	4—6,3	2,5—4,0	<2,5

are loc atunci cînd raportul dintre raza craterului și adîncimea încărcăturii este egal sau mai mic decît 0,5 (adică pentru $p \simeq 1$).

Datele din tabelul 5.7 sînt calculate pentru $p=1$ și admițînd diferite condiții de teren și diferite încărcături.

Folosirea relației (5.72) și a tabelului 5.7 este însă foarte limitată, întrucît *Melnikov* și *Chesnokov* au considerat o viteză maximă admisibilă a particulei de 150 mm/s. În plus, procedeul este valabil numai pentru explozii instantanee.

Buzdugan et al. (1976) au îmbunătățit procedeul *Melnikov* și *Chesnokov* (1969) în scopul luării în considerare a unor niveluri de vibrație diferite. Pentru aceasta, s-a propus introducerea unui coeficient în relația (5.72), adică

$$r = k_v k_s p \sqrt[3]{Q}, \tag{5.73}$$

Valori ale distanței minime admisibile pentru

Tipul solului în zona unde se află obiectivul de protejat	Q[kg] / k_s	Distanța minimă			
		10^3	$2 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	10^4
Roci solide dure	3	30	40	50	65
Roci fisurate	5	50	60	85	110
Roci afînate și cu pietriș	7	70	95	120	150
Terenuri nisipoase	8	80	110	140	170
Terenuri argiloase	9	90	120	150	195
Terenuri cu umplutură și pămînt	15	150	190	260	320
Terenuri saturate cu apă (nisipuri mișcătoare, turbării)	20	200	250	340	430

Observație: Din motive de securitate, ori de cîte ori o încărcătură trebuie amplasată

Scanned with OKEN Scanner

în care

$$k_v = \frac{150}{v_I}, \tag{5.74}$$

unde v_I este viteza particulei (în mm/s) corespunzătoare intensității seismice I acceptată pentru obiectivul de protejat (v. tabelul 4.19).

În cazul exploziilor cu microîntîrziere, distanța minimă admisibilă scade cu circa 20% și, prin urmare, în acest caz, relația (5.73) devine

$$r_{min} = 0{,}8\ k_s k_v p \sqrt[3]{Q} \tag{5.75}$$

Referitor la metoda dată de școala sovietică, se pot face următoarele comentarii.

1. Criteriul de deteriorare: este parțial considerat.
2. Nivelurile admisibile de vibrație: cerința este parțial satisfăcută (v. tabelul 5.5).
3. Abordarea statistică: satisfăcută. Valorile coeficienților de calcul au o semnificație statistică.
4. Semnificația fizică: parțial satisfăcută.
5. Caracteristicile sursei: considerate. Caracteristicile mediului: considerate (v. tabelele 5.3 și 5.4).
6. Metoda permite stabilirea distanței minime admisibile și a încărcăturii maxime admisibile.
7. Control fără măsurători: satisfăcut.
8. Date pentru inginerii constructori: cerința este parțial satisfăcută.

Tabelul 5.7

diferite încărcături Q și diferite condiții de teren

admisibilă = r							
$2{,}5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	$7{,}5 \cdot 10^4$	10^5	$2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$7{,}5 \cdot 10^5$	10^6
90	110	130	140	175	240	270	300
150	185	210	230	290	400	450	500
200	260	300	330	370	550	640	700
230	300	340	370	420	630	730	800
260	330	380	420	475	700	820	900
440	550	630	700	880	1 200	1 400	1 500
590	740	870	930	1 100	1 500	1 800	2 000

În apa din terenurile saturate cu apă, valoarea lui k_s trebuie mărită de 1,5—2 ori.

Scanned with OKEN Scanner

5.2.3. Procedeu practic de determinare a relației dintre nivelul de vibrație, încărcătura de exploziv și distanța explozie — punct de măsurare

Am văzut în paragraful precedent că distanța redusă este definită în două moduri. Într-unul din ele, distanța r este scalată cu rădăcina pătrată și, în celălalt, cu rădăcina cubică a încărcăturii de exploziv.

Scalarea cu rădăcina cubică a încărcăturii Q este susținută, evident, de analiza dimensională. Într-adevăr, dacă încărcătura de exploziv este sferică sau dacă este cilindrică și lungimea se schimbă de la o explozie la alta într-un anumit mod față de schimbarea diametrului încărcăturii, atunci scalarea cu rădăcina cubică derivă din analiza dimensională. Luînd cazul încărcăturii sferice, o schimbare a razei dă o creștere de volum proporțională cu cubul razei. În cazul acesta este clar că scalarea trebuie făcută cu rădăcina cubică a încărcăturii (vezi și relațiile (5.58) și (5.59) precum și relațiile corespunzătoare din capitolele 3 și 4).

Încărcăturile sînt de obicei cilindrice. În ipoteza că înălțimea frontului de lucru sau adîncimea etajului excavat sînt fixe, rezultă că lungimea încărcăturii este constantă, iar mărimea încărcăturii este variată prin schimbarea diametrului cavității sau a numărului de cavități. O schimbare de rază, păstrînd lungimea constantă, conduce la o creștere de volum proporțională cu pătratul diametrului (sau razei) încărcăturii cilindrice. Aceasta susține că scalarea trebuie făcută cu rădăcina pătrată a volumului sau a greutății încărcăturii.

Părerea noastră este că ambele grupuri de cercetători au dreptate, întrucît fiecare grup a luat în considerare condițiile în care au fost făcute exploziile experimentale și exploziile curente de producție de la majoritatea minelor, carierelor și șantierelor de construcții din regiunea sau chiar țara respectivă.

De aceea, fără a contrazice pe unul din cele două grupuri de cercetători, considerăm că parametrul α (vezi relația (5.63) sau (5.68)) trebuie determinat dacă nu pentru fiecare amplasament, măcar pentru fiecare categorie de amplasamente. Această părere, împreună cu faptul că mărimile H și β din relațiile amintite trebuie determinate pentru fiecare amplasament și tip de împușcare, ne îndeamnă să prezentăm mai jos un procedeu practic prin care aceste trei mărimi (α, H, β) pot fi calculate. Procedeul este chiar cel folosit de *Nicholls et al.* (1971), dar aceasta nu implică deloc faptul că se vor putea obține numai rezultate asemănătoare cu ale acestor cercetători.

Aplicarea metodei cere să se execute înregistrări ale vitezei particulei la diferite distanțe față de locul exploziei, iar măsurătorile trebuie să se facă pentru un număr mare de explozii instantanee și cu întîrziere de la mai multe amplasamente. Se recomandă ca amplasamentele luate în considerare să aibă unele caracteristici comune, dintre care în special cele care se referă la forma cavității și la modul de variație a dimensiunilor cavității.

Mai întîi, vitezele maxime de pe fiecare componentă, de la fiecare test (explozie) și amplasament vor fi reprezentate, în funcție de distanța explozie-punct de înregistrare, pe grafice bilogaritmice de tipul celui din figura 5.20. Prin operația de regresie liniară se vor obține niște linii drepte (fig. 5.20) a căror ecuație are forma

$$v = K_{ij} r^{\beta_{ij}}, \tag{5.76}$$

Scanned with OKEN Scanner

unde: v este viteza maximă a particulei pe una din cele trei componente ($v=v_r$, v_t, v_v); r — distanța explozie-punct de măsurare; β_{ij} — exponent al lui r sau panta liniei drepte printre setul j de date de la amplasamentul i; K_{ij} — viteza particulei la distanța $r=1$ (se poate lua ca unitate suta de metri, de exemplu), pentru setul j de date, la amplasamentul i.

Indicele i arată amplasamentul ($i=1,2,\ldots n$, unde n este numărul de amplasamente), în timp ce j indică un test de la un anumit amplasament și variază de la 1 la k_i, unde k_i este numărul total de teste din amplasamentul i. Greutatea încărcăturii nu apare în relația (5.76) și în grafice, întrucît fiecare test este tratat separat.

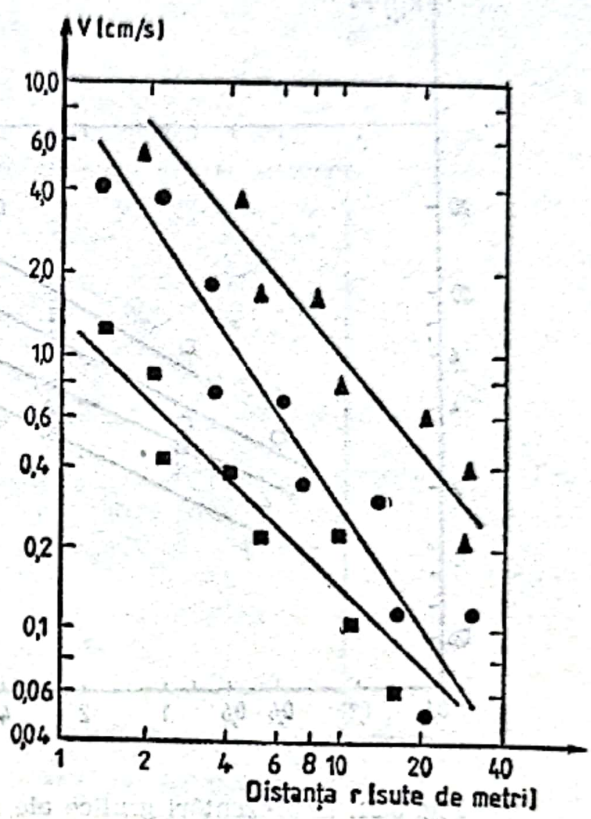


Fig. 5.20. Viteza maximă a particulei (pe o componentă; $v=v_r$, v_t, v_v) în funcție de distanța față de locul exploziei. Cele trei drepte (în realitate pot fi mult mai multe) se referă la teste diferite.

Prin efectuarea operației de regresie liniară pot fi determinate panta β_{ij}, mărimea K_{ij} și deviația standard a datelor față de linia dreaptă care reprezintă datele.

Se face o analiză a dispersiei datelor pentru a determina dacă seturile de date pot fi comasate. Este foarte puțin probabil să se poată face comasări ale seturilor de date. Este de asemenea foarte probabil să nu existe diferențe semnificative între pantele β de la diferite teste din cadrul fiecărui amplasament și pentru fiecare componentă. Astfel, se poate determina o pantă medie β_i pentru fiecare componentă la fiecare amplasament i. Aceste pante medii β_i se listează pentru a putea fi folosite mai departe în determinări.

După aceea, se calculează mărimile K_{ij} pentru fiecare test, folosind panta medie β_i pentru fiecare componentă, la fiecare amplasament. După cum am arătat, se recomandă să se ia ca unitate pentru distanță suta de metri. De aceea, K_{ij} va reprezenta viteza particulei la distanța de 100 m. Valorile K_{ij} obținute vor fi de asemenea listate. Se va observa că aceste valori K_{ij} cresc în general cu greutatea încărcăturii, după cum este și normal.

Ecuația (5.76) poate fi acum scrisă sub forma

$$v=K_{ij}r^{\beta_i}, \tag{5.77}$$

unde r este dat acum în unități de 100 m și β_i este panta medie a seturilor j de date la amplasamentul i.

Generalizînd ecuația (5.63) sau (5.68), rezultă

$$v=H_i\left(\frac{r}{Q_{ij}^{\alpha}}\right)^{\beta_i}, \tag{5.78}$$

Scanned with OKEN Scanner

unde: r este distanța în unități de 100 m; Q_{ij} — greutatea maximă a încărcăturii pe treaptă pentru fiecare test, în unități de 100 kg; H_i — viteza particulei la $r/Q^{\alpha}=1$, pentru toate testele din amplasamentul i.

O comparație a ecuațiilor (5.77) și (5.78) arată că trebuie să existe următoarea relație:

$$K_{ij}=H_i Q_{ij}^{-\alpha\beta_i} \qquad (5.79)$$

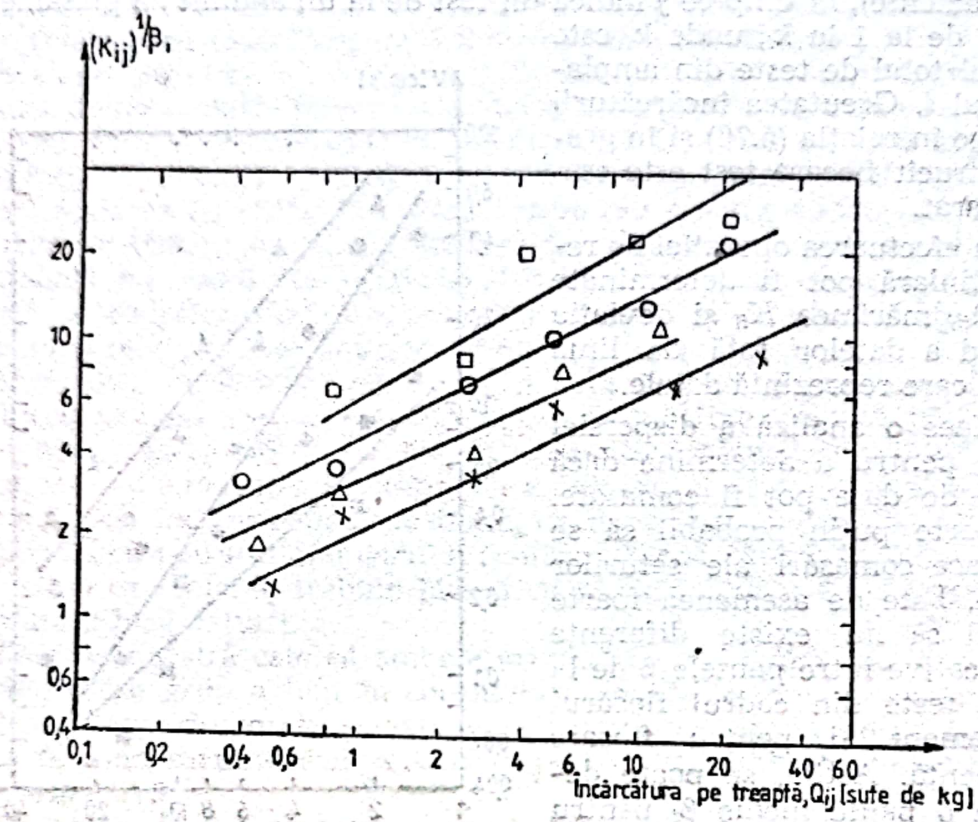


Fig. 5.21. Reprezentări grafice ale mărimii $(K_{ij})^{1/\beta_i}$ în funcție de Q_{ij}.

Dacă ecuația (5.79) este scrisă sub forma

$$(K_{ij})^{-1/\beta_i}=(H_i)^{-1/\beta_i} Q_{ij}^{\alpha}, \qquad (5.80)$$

mărimea α va putea fi determinată empiric.

Vlorile medii ale lui β_i, calculate și listate (după cum am arătat mai sus) pentru fiecare amplasament și componentă, pot fi folosite la calcularea valorilor lui $(K_{ij})^{-1/\beta_i}$, întrucît mărimile K_{ij} sînt, de asemenea, deja determinate pentru fiecare test (s-a arătat mai sus și acest lucru). Aceste valori vor fi reprezentate în coordonate bilogaritmice în funcție de Q_{ij} (ca în fig. 5.21). Evident, nu se obține o singură dreaptă, ci i drepte. Se determină prin operația de regresie liniară pantele α_i și mărimile H_i pentru fiecare amplasament și componentă. Dacă dreptele sînt paralele, atunci α are o singură valoare, iar dacă sînt aproximativ paralele se determină o valoare medie pentru α. În cazurile în care unele drepte au valori α mult diferite de majoritatea valorilor, atunci aceste cazuri se analizează separat.

Un paralelism perfect al dreptelor de pantă α_i este foarte puțin probabil să existe, în special din cauza efectului de amplasament și chiar a efectului de componentă. Însăși separarea acestor drepte (chiar dacă au aceeași pantă), adică necoincidența lor, este un efect de amplasament.

Scanned with OKEN Scanner

Pentru a vedea cît de mare este efectul de amplasament asupra mărimii α, se face o normalizare a datelor în scopul obținerii unei singure valori α pentru toate amplasamentele și pentru fiecare componentă. În acest scop scriem ecuația (5.80) sub forma:

$$\frac{(K_{ij})^{-1/\beta_i}}{(H_i)^{-1/\beta_i}} = Q_{ij}^{\alpha} \tag{5.81}$$

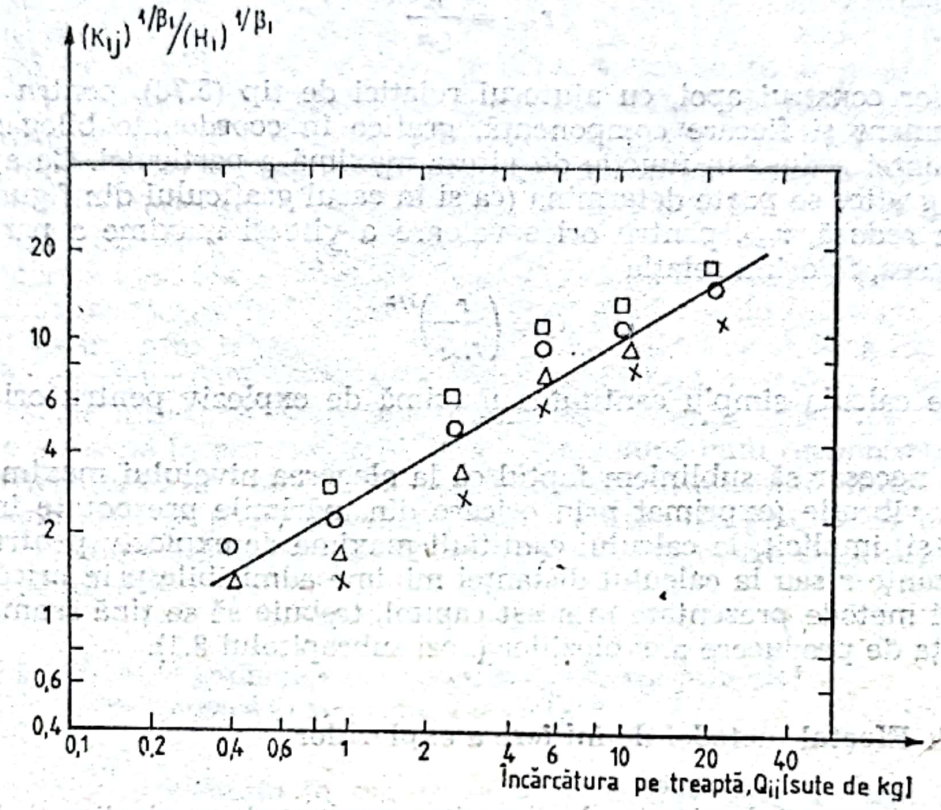


Fig. 5.22. Reprezentare grafică exprimată de relația (5.81), care permite determinarea pantei α.

Valorile K_{ij}, H_i și β_i sînt deja calculate, ceea ce permite o reprezentare în coordonate bilogaritmice a valorilor $(K_{ij})^{-1/\beta_i}/(H_i)^{-1/\beta_i}$ funcție de greutatea Q_{ij} a încărcăturii pe treapta de întîrziere. Se obține astfel un grafic de tipul celui din figura 5.22. Aceste date sînt tratate statistic, determinîndu-se o singură pantă α pentru fiecare componentă. Dacă aceste valori α pentru fiecare componentă sînt apropiate, se ia în considerare o valoare medie.

Se poate încerca și o analiză statistică a tuturor datelor viteză a particulei — distanță fără a fi scalate (așa cum s-a făcut reprezentarea din fig. 5.20) pentru a vedea dacă se pot face grupări pe amplasamente sau componentă și, evident, pentru a arăta, prin comparație, dacă scalarea cu Q^{α} aduce îmbunătățiri substanțiale.

Pentru a arăta avantajele scalării datelor (sau, eventual, dezavantajele, ceea ce este foarte puțin probabil), adică pentru a se putea face comparația amintită în fraza precedentă, datele reprezentate în grafice de tipul celui din figura 5.20 vor fi reprezentate din nou, dar în funcție de distanța scalată. Se vor obține grafice de tipul celui din figura 5.18.

Scanned with OKEN Scanner

Prin procedeul prezentat mai sus pot fi determinate, pentru fiecare componentă, valorile H_i și β_i pentru fiecare amplasament, precum și valoarea lui α care, în mod normal, ar trebui să fie aceeași pentru toate amplasamentele luate în considerare și pentru toate componentele. Cazurile în care valoarea lui α se va abate mult de la valoarea medie determinată vor fi analizate separat pentru a afla cauzele abaterilor respective.

Distanța redusă, în acest caz, va fi

$$r_{red} = \frac{r}{Q^{\alpha}}$$

Se vor construi apoi, cu ajutorul relației de tip (5.78), pentru fiecare amplasament și fiecare componentă, grafice în coordonate bilogaritmice ale distanței reduse în funcție de viteza maximă a particulei. Cu ajutorul acestor grafice se poate determina (ca și în cazul graficului din figura 5.18) distanța redusă, r_{red}, pentru orice valoare a vitezei maxime a particulei. După aceea, folosind relația

$$Q = \left(\frac{r}{r_{red}}\right)^{1/\alpha} \tag{5.82}$$

se poate calcula simplu cantitatea maximă de exploziv pentru orice distanță r.

Este necesar să subliniem faptul că la alegerea nivelului maxim admisibil de vibrație (exprimat prin oricare din mărimile prezentate în capitolul 4) și, implicit, la calculul cantității maxime de exploziv pentru diferite distanțe r sau la calculul distanței minime admisibile prin oricare din cele trei metode prezentate în acest capitol, trebuie să se țină seama și de frecvența de producere a exploziilor (vezi subcapitolul 8.1).

5.2.4. Efectul metodei de inițiere a exploziilor

Pentru controlul seismic al vibrațiilor produse de explozii este indicat să se folosească toate mijloacele posibile în scopul protejării construcțiilor, astfel încît nici procesul de producție să nu fie influențat prin restricții prea severe privind cantitatea de exploziv și distanța dintre explozii și obiectivele de protejat.

De aceea, în afară de procedeele prezentate în paragrafele precedente, se recomandă să se determine și efectul metodei de inițiere a exploziilor asupra nivelului de vibrație. Pentru aceasta, sînt necesare experiențe, la efectuarea cărora trebuie respectate anumite condiții.

În scopul comparării nivelurilor de vibrație de la explozii inițiate prin metode diferite trebuie ca experiențele respective să se execute în condiții asemănătoare. Adică, amplasarea dispozitivelor de înregistrare și alegerea locurilor în care se execută exploziile de comparat trebuie să asigure drumuri de propagare asemănătoare (prin medii asemănătoare) și în direcții care să fie caracterizate de efecte de directivitate identice. Nu trebuie să se compare date de la cariere diferite, ci din cadrul aceleiași cariere. Se recomandă să se facă înregistrări pe cele trei componente ale vitezei particulei (v_r, v_t, v_v).

Este necesar să se compare explozii inițiate instantaneu cu explozii cu întîrziere, care folosesc fie fitil detonant și conectoare de întîrziere, fie capse electrice cu întîrziere (vezi paragraful 5.1.1.).

Scanned with OKEN Scanner

Pentru compararea nivelurilor de vibrație, se recomandă să se facă reprezentări în coordonate bilogaritmice ale vitezei particulei în funcție de distanța redusă (scalată), pentru fiecare explozie, și să se traseze liniile care satisfac ecuația

$$v_p = H_p \left(\frac{r}{Q^\alpha} \right)^{\beta_p} ; \quad p = r, t, v.$$

Experiențele făcute de *Nicholls et al.* (1971) au arătat că nivelurile de vibrație de la explozii întîrziate cu ajutorul conectoarelor de întîrziere (v. fig. 5.2, *a* și *b*) au fost mai înalte decît acelea de la explozii instantanee, iar nivelurile de vibrație de la explozii întîrziate cu capsă electrică de întîrziere (fig. 5.2, *c*) au fost mai mici decît acelea de la explozii instantanee. Prin urmare, nivelurile de vibrație de la explozii întîrziate cu ajutorul conectoarelor de întîrziere au fost mai înalte decît acelea de la explozii întîrziate cu capse electrice.

Dispersia inerentă în timp a conectoarelor de întîrziere a fost mai mică decît dispersia inerentă în timp a capselor electrice de întîrziere. Aceasta a făcut ca în cazul folosirii conectoarelor de întîrziere să aibă loc o interferență „constructivă" (o însumare aproape în fază a undelor), iar capsele electrice cu întîrziere au determinat o interferență „distructivă" (o însumare aproape în antifază a undelor). Deși, după cum recunosc chiar autorii (Nicholls et al., 1971), rezultatele nu au fost obținute dintr-o analiză prea riguroasă, se poate trage concluzia că folosirea grupărilor de explozii cu întîrziere realizată cu ajutorul capselor electrice de întîrziere este cea mai indicată.

5.2.5. Efectele geologiei amplasamentelor, ale direcției de propagare și stratului acoperitor

Metodele prezentate în paragrafele precedente pentru controlul seismic al vibrațiilor produse de explozii țin seama, într-o măsură mai mare sau mai mică, de caracteristicile mediului prin care se propagă undele seismice produse de explozii, însă ele țin prea puțin seama sau deloc de caracterul stratificației (rocă masivă, stratificație orizontală sau înclinată), de efectul de directivitate datorat atît sursei seismice, cît și mediului de propagare, de efectul stratului acoperitor etc.

Astfel, dacă un amplasament este stratificat orizontal sau este din rocă masivă cu izotropie orizontală și strat acoperitor uniform, este de așteptat o mică variație a propagării undelor cu direcția. Invers, dacă stratele sînt mult înclinate, dacă există o anizotropie pronunțată, propagarea undelor poate varia mult cu direcția. De asemenea, grosimea stratului acoperitor poate avea un efect asupra amplitudinii și frecvenței vibrațiilor. Unele experiențe au arătat că pentru încărcături de exploziv egale și distanțe egale, înregistrările de pe aflorimente de rocă au indicat amplitudini ale deplasărilor mai mici și frecvențe mai înalte decît cele de pe stratul acoperitor. În schimb, tot experiențele au arătat că amplitudinea vitezei particulei nu depinde (sau depinde puțin) de grosimea stratului acoperitor, ci numai frecvența oscilațiilor care este de cîteva ori mai mare în cazul stratului acoperitor subțire față de stratul acoperitor gros. Deplasările (obținute prin integrarea vitezei particulei) s-au dovedit a fi de 2—3 ori mai mari în cazul stratului acoperitor gros față de cazul cînd acesta este subțire. Rezultă de aici că deplasările sînt

Scanned with OKEN Scanner

mai mari și frecvențele mai joase pe strat acoperitor gros. Aceste schimbări sînt astfel încît viteza particulei nu este mult afectată. Pentru unele precizări și detalieri este necesară, de asemenea, cunoașterea funcțiilor de transfer ale amplasamentelor (vezi, de exemplu, Constantinescu și Enescu, 1985).

Se recomandă, astfel, să se facă experiențe speciale pentru determinarea efectelor cauzate de geologia amplasamentelor, direcția de propagare și stratul acoperitor. Sînt necesare experiențe speciale, întrucît variația cu direcția datorată structurii geologice poate fi mare sau mică. O asemenea variație este puțin predictibilă. Nu pot fi făcute totdeauna generalizări privind variațiile în propagare, cu direcția, nici în cadrul carierelor, nici între cariere.

În ceea ce privește dependența amplitudinii deplasării sau vitezei particulei de tipul rocilor din amplasamentul exploziilor sau/și din amplasamentul construcțiilor de protejat, aceasta este ilustrată și de datele din tabelele 4.9, 4.10 și 4.15.

5.2.6. Controlul și reducerea vibrațiilor produse de unda de șoc aeriană și de unda de șoc în apă

Cercetarea avariilor produse de unda de șoc aeriană a început încă din anul 1940, cînd Biroul de Mine american a abordat problema descreșterii amplitudinii acestei unde cu distanța. Descreșterea amplitudinii undei de șoc aeriene cu distanța a fost studiată mai întîi prin detonarea încărcăturilor explozive în aer și măsurarea creșterii presiunii în aer (datorită propagării undelor) la diferite distanțe de punctul de detonare. Încărcăturile explozive au fost detonate destul de departe de suprafața solului pentru a minimiza efectele reflexiei undelor pe sol asupra anvelopei de presiune. Cîteva formule de calcul al unor parametri precum și alte date privind unda de șoc aeriană sînt prezentate în capitolul 4 (vezi paragraful 4.3.6).

Efectele de deteriorare ale undei aeriene au fost studiate prin plasarea unui cadru cu ochiuri de fereastră, din sticlă, în vecinătatea exploziilor detonate în aer. Distanța de la punctul de explozie pînă la cadru, ca și încărcătura de exploziv au fost schimbate de la o explozie la alta într-un program de testare controlată. Greutatea încărcăturii detonate a variat de la 0,2 kg la 800 kg și distanțele explozie—aparat de înregistrare de la 3 m la 5 000 m. Distanța de la poziția cadrului cu geamuri pînă la punctul de explozie a fost variată în scopul de a determina cît de departe de explozii cu încărcături diferite apare avaria.

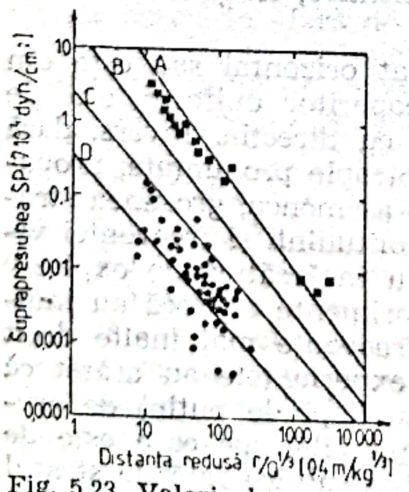


Fig. 5.23. Valori observate ale suprapresiunii undei de șoc aeriene în funcție de distanța redusă.

Figura 5.23 (Nicholls et al., 1971) este o reprezentare a suprapresiunii măsurate în funcție de distanța redusă, definită aici ca distanța (în metri) împărțită la rădăcina cubică a încărcăturii (în kilograme). Datele de la 60 de teste privind unda aeriană, produsă

Scanned with OKEN Scanner

de detonarea încărcăturilor în aer, sînt reprezentate în figura 5.23 prin 16 puncte. Distanța redusă a acestor date variază de la aproximativ 5 m/kg$^{1/3}$ la 1 360 m/ kg$^{1/3}$, iar valorile suprapresiunii pentru aceste teste variază de la $4{,}2 \cdot 10^2$ dyn/cm^2 la $2{,}4 \cdot 10^5$ dyn/cm^2. Nu a fost înregistrată nici o dată meteorologică în timpul acestor teste. Prin urmare, nu s-a aplicat nici o corecție pentru efectele create de condițiile atmosferice. S-a constatat că suprapresiunea se atenuează cu distanța la o putere mai mare decît doi (cu $1/r^n$, unde $n>2$ — fapt confirmat și de stabilirea formulelor prezentate în paragraful 4.3.6.) și că dublarea încărcăturii a crescut suprapresiunea cu aproximativ 50%.

Au fost făcute, de asemenea, măsurători ale suprapresiunii undei de șoc aeriene generate de explozii îngropate în cavități, în blocuri de rocă. Rezultatele obținute sînt reprezentate tot în figura 5.23 prin liniile pline înclinate. Aceste linii indică descreșteri ale suprapresiunii generate de explozii produse la suprafață (linia *A*) și la adîncimi scalate de îngropare a încărcăturilor de 0,2; 0,4 și 0,6 m/kg$^{1/3}$ (liniile *B*, *C* și *D*). Atît adîncimea de îngropare, cît și distanța au fost scalate cu rădăcina cubică a încărcăturii. Suprapresiunile sînt bazate pe condițiile standard de nivel al mării și pot fi corectate pentru presiunea barometrică cu un coeficient care este egal cu raportul presiunilor.

Experiențe deosebit de importante au fost făcute pentru cazul cînd unda aeriană este generată de explozii produse în lucrări miniere. S-au făcut măsurători pentru mai multe explozii detonate în mai multe cariere. Datele au fost colectate în timpul operațiilor miniere curente (de rutină), fără să se ia în considerare condițiile atmosferice, ora din zi, tipul de rocă și tipul explozivilor folosiți. Distanța de la găurile de explozie la suprafața liberă și distanțele dintre găuri au fost controlate pentru a realiza ruperea dorită, iar exploziile au fost burate în acord cu procedeul de explozie practicat la fiecare carieră. Astfel, datele obținute sînt reprezentative pentru condițiile reale de lucru. Distanțele explozie-aparat de măsură au fost scalate cu rădăcina cubică a încărcăturii maxime pe treapta de întîrziere. Rezultatele sînt prezentate tot în figura 5.23 prin 66 de puncte.

Menționăm că limitarea sau „izolarea" unei încărcături adecvat burată într-o gaură de sondă este exprimată de distanța de la gaura de sondă la suprafața liberă. Această distanță scalată cu rădăcina cubică a încărcăturii per gaură este de așteptat să corespundă adîncimii scalate (reduse) de îngropare a încărcăturii.

Un studiu atent al datelor a arătat că burarea adecvată poate fi realizată prin menținerea unui raport al lungimii de buraj (în metri) către diametrul găurii (în centimetri) de 0,3 m/cm sau mai mare. Dacă se respectă această condiție, distanța de la gaura de sondă la suprafața liberă, scalată cu rădăcina cubică a încărcăturii per gaură, va fi comparabilă cu adîncimea scalată de îngropare a încărcăturii, așa cum s-a folosit în cazul datelor reprezentate de liniile înclinate din figura 5.23.

Suprapresiunea maximă măsurată nu a depășit $1{,}2 \cdot 10^4$ dyn/cm^2 și majoritatea suprapresiunilor sînt cu cel puțin un ordin de mărime mai mici (fig. 5.23). Am văzut în paragraful 4.3.6 că un nivel de presiune al undei de șoc aeriene de ordinul $3—4 \cdot 10^4$ dyn/cm^2 reprezintă un nivel nepericulos. Prin urmare, este rezonabil să se considere că o explozie burată conștiincios și desemnată să rupă și să miște eficient roca, nu va genera suprapresiuni ale undei aeriene capabile să producă avarii.

Scanned with OKEN Scanner

Este important de semnalat că numai un punct din datele din figura 5.23 se află deasupra liniei C (adîncime scalată egală cu 1). De aceea linia C din această figură poate fi folosită pentru a prezice în mod empiric suprapresiunile. Dreapta C reprezintă o ecuație de forma

$$SP_o = K\left(\frac{r}{Q^{1/3}}\right)^{\beta}, \tag{5.83}$$

în care: SP_o este suprapresiunea maximă (de vîrf); K — valoarea suprapresiunii pentru $r/Q^{1/3}=1$; r — distanța; Q — greutatea încărcăturii de exploziv pe treapta de întîrziere; $r/Q^{1/3}$ — distanța redusă (scalată); β — panta dreptei.

După ce a fost determinată, cu ajutorul graficului de tipul celui din figura 5.18, distanța redusă r_{red} corespunzătoare vitezei maxime admisibile a particulei și după ce au fost calculate, cu ajutorul relației de tipul (5.67) sau (5.82), încărcăturile Q maxime admisibile pentru toate distanțele r care interesează, pot fi calculate noile distanțe scalate de tipul $r/Q^{1/3}$. Cu ajutorul datelor din figura 5.23 pot fi determinate suprapresiunile maxime corespunzătoare.

Se poate constata foarte simplu că, respectînd nivelurile maxime admisibile de vibrație indicate în capitolul 4 și executînd în mod conștiincios burajul exploziilor, unda de șoc aeriană nu este o problemă semnificativă în provocarea de deteriorări. Adică limitarea nivelurilor de vibrație, așa cum s-a arătat în capitolul 4, limitează automat suprapresiunile la niveluri nepericuloase. Excepție fac cazurile extreme, cînd este necesar să se detoneze încărcături nelimitate sau cînd burajul nu a fost bine executat. Mai sînt și alte cazuri de excepție, cum ar fi detonarea unui depozit de explozivi, cînd unda de șoc aeriană reprezintă o problemă foarte importantă. De aceea, la depozitarea explozivilor se iau măsuri speciale (vezi Tat et al., 1985).

În afară de cele arătate mai sus, este necesar să se țină seama și de condițiile atmosferice (vezi paragraful 4.3.6), căci, de exemplu, în cazul unei inversiuni de temperatură sau al unei creșteri a vitezei vîntului cu altitudinea, undele de șoc pot converge la distanțe relativ mari de explozie, dînd amplificări ale suprapresiunii ce pot ajunge și la 100 de ori. De aceea, trebuie să se țină seama de viteza vîntului și de direcția acestuia. Explozia trebuie amînată, indiferent de condițiile de vînt, dacă în atmosferă este un gradient de temperatură pozitiv (fig. 4.24, *b*). Cu atît mai mult se impune amînarea exploziei atunci cînd în atmosferă este prezentă o schimbare a gradientului temperaturii (fig. 4.24, *c*).

Un gradient de temperatură negativ (fig. 4.24, *a*) și o viteză a vîntului sub 30 km/h reprezintă condiții atmosferice optime pentru producerea exploziilor.

Dacă există un gradient de temperatură pozitiv și viteza vîntului este mai mare de 30 km/h, trebuie să se ia în considerare cîțiva factori, înainte de explozie. Astfel, dacă direcția vîntului este spre o zonă locuită, explozia trebuie amînată. Dacă frecvența rafalelor de vînt este mai mică de 2—3 într-un interval de 5 min, chiar dacă viteza vîntului este mai mare de 30 km/h, ar putea fi posibilă execuțarea exploziei între două rafale. Desigur și consecințele amînării exploziei trebuie luate în considerare. În afară de aceasta, măsurile recomandate mai sus nu se impun în cazul exploziilor slabe și/sau bine burate.

Întrucît apa în condiții naturale (rîuri, mări etc.) este mult mai puțin neomogenă decît rocile, procesele de refracție și dispersie sînt practic

Scanned with OKEN Scanner

aproape absente, ceea ce face ca unda de șoc să se atenueze relativ puțin la propagarea ei prin apă. De aceea, exploziile în sau sub apă, chiar cu încărcături relativ mici, pot avea un efect seismic mare.

Un mijloc de reducere substanțială a efectului seismic al exploziilor sub apă îl constituie burarea exploziilor pe înălțimi de cel puțin 0,7 m, cu nisip. S-a constatat că această burare poate reduce suprapresiunea undei de șoc de 7—10 ori. Concomitent cu burarea exploziilor se poate aplica și tehnica de învăluire cu o perdea din bule de aer (vezi Tat et al., 1985).

5.3. Alte măsuri practice ce trebuie luate la proiectarea și executarea exploziilor din cariere

În subcapitolele precedente (5.1 și 5.2) au fost descrise principalele tehnici de reducere a efectului seismic al exploziilor asupra construcțiilor, precum și metodele de bază pentru controlul seismic al vibrațiilor produse de explozii. În cele ce urmează prezentăm foarte pe scurt alte cîteva măsuri ce trebuie luate la proiectarea și executarea exploziilor din cariere și subliniem unele din cele prezentate mai sus. Aceste măsuri au menirea să contribuie la reducerea neajunsurilor produse prin împușcări. Foarte pe scurt, ele sînt următoarele:

1) se recomandă să se execute, mai degrabă, explozii mai mari la intervale de timp mari, după scheme bine gîndite, decît explozii zilnice mici, proiectate și programate la repezeală;

2) amplasarea tuturor materialelor explozive (fitil detonant și capse) în interiorul cavităților (găurilor), în scopul minimizării zgomotului produs de explozie;

3) este indicat ca exploziile mari să se execute în condiții de timp favorabil, prezis de un serviciu meteorologic;

4) se recomandă ca producerea exploziilor să aibă loc în perioade de timp cu zgomot de fond ridicat; eventual, să se creeze un zgomot de fond lîngă locul exploziei, imediat înainte sau în timpul exploziei;

5) minimizarea cantității de exploziv pe fiecare treaptă de întîrziere (în special pe treapta zero) și maximizarea numărului de trepte de întîrziere;

6) optimizarea intervalului de întîrziere între găuri sau rînduri de găuri;

7) evidența detaliată a datelor de explozie.

Acolo unde zgomotul și suflul (suprapresiunea) exploziei reprezintă o problemă majoră, se vor aplica următoarele recomandări suplimentare:

1) folosirea de anticipante și coloane de buraj nu prea scurte; trebuie să se dea atenție deosebită acestor lungimi de buraj la rîndul de găuri frontale;

2) executarea tuturor exploziilor secundare cu capse cu întîrziere de o jumătate de secundă sau cu un sistem cu fitil detonant cu siguranță.

Acolo unde vibrațiile terenului ridică o problemă majoră, se recomandă următoarele măsuri suplimentare:

1) folosirea la maxim a azotatului de amoniu;

2) evitarea găurilor dese; anticipantele să nu fie excesive și suprafețele libere efective să fie destul de lungi;

Scanned with OKEN Scanner

3) inițierea exploziilor cu capse cu microîntîrziere în locul unei rețele de legături din fitil detonant, pentru a beneficia de „evantaiul" timpilor de întîrziere pentru un număr de trepte considerat;

4) în cazul exploziilor de mari proporții, se recomandă reducerea numărului de găuri pe treapta de întîrziere prin folosirea unui explozor cu canale multiple;

5) în cazul găurilor cu diametru mare, se recomandă folosirea (în fiecare gaură) de încărcături de etaj cu întîrziere separată (adică mai multe întîrzieri într-o gaură);

6) la exploziile mari cu rînduri multiple, se recomandă să se prefere schemele în formă de V în locul schemelor liniare și să se execute împușcarea unui număr maxim posibil de găuri spre extrema cu suprafață liberă; de asemenea, este indicată inițierea oricărei împușcări spre o suprafață liberă, mai degrabă lîngă o extremă decît în centrul rîndului frontal.

Acolo unde apare problema fragmentelor de rocă aruncate la distanță mare, se recomandă:

1) menținerea unei lungimi de buraj egală cu cel puțin de 20 ori diametrul găurii;

2) verificarea existenței unei lungimi corespunzătoare a anticipantei în toate punctele frontului; aceasta este deosebit de importantă pentru anticipantele corespunzătoare încărcăturilor din rîndul frontal;

3) alegerea unui interval de timp între rînduri, care să permită ca fiecare rînd să-și împingă anticipanta înainte și nu ascendent pe verticală;

4) asigurarea unor încărcături explozive corespunzătoare ca greutate și poziție în cazul exploziilor secundare, astfel ca fragmentele de rocă să nu fie aruncate la distanțe mari.

Ne oprim aici cu recomandările și evităm să dăm detalii pentru a nu intra în domeniul cărții publicate de Tat et al. (1985).

În finalul acestui capitol este cazul să menționăm faptul că s-a ajuns să se atingă o înaltă tehnică în executarea exploziilor industriale controlate, chiar și în imediata vecinătate a construcțiilor, fără a se produce deteriorări semnificative ale acestora. Această performanță a putut fi atinsă datorită tehnicilor (prezentate mai sus) de reducere și control al efectului seismic al exploziilor, precum și datorită unor tehnici mai speciale, cum este explozia de predespicare (de prefisurare) (vezi paragraful 6.2.2) prin care se realizează un ecran (un atenuator) în calea undelor seismice, care se propagă de la explozie către obiectivele de protejat.

Scanned with OKEN Scanner

6.

TEHNICI DE REDUCERE ŞI CONTROL AL EFECTELOR EXPLOZIILOR ASUPRA LUCRĂRILOR MINIERE

În capitolele 4 şi 5 s-au dezvoltat probleme ale efectului seismic al exploziilor din diferite amplasamente (cariere, mine, şantiere de construcţii) asupra construcţiilor de la suprafaţă. Nu mai puţin importante şi în mod sigur, chiar mai dificile sînt problemele care se referă la efectele exploziilor asupra lucrărilor miniere (sau de construcţii subterane) însele. Importanţa unora din aceste probleme este excelent arătată în următorul citat din *Holmberg* şi *Persson* (1980): „Masa nevinovată de rocă este adesea mustrată pentru stabilitate insuficientă, care este, de fapt, rezultatul împuşcării brutale şi neglijente. Unde nici o precauţie nu a fost luată pentru a evita deteriorarea provocată de explozie, nici o cunoaştere a stabilităţii reale a rocii neperturbate nu poate fi cîştigată prin înfăţişarea peretelui de rocă rămas. Ceea ce se vede sînt ruine triste a ceea ce ar fi putut să fie un front de rocă stabil şi complet nepericulos".

O bună împuşcare este la fel de importantă ca şi alegerea formei de excavaţie corectă, care să se conformeze cîmpului de stres in situ sau proiectării unui sistem de sprijin corect pentru a ajuta masa de rocă să se sprijine pe ea însăşi.

Amintim patru dintre cele mai importante cerinţe ce trebuie luate în considerare la folosirea exploziilor în lucrările miniere:

1) explozia trebuie să asigure, în mod eficient şi economic, desprinderea rocii din masiv şi trebuie să producă grămezi de minereu fragmentat care să se scoată, să se transporte, să se depoziteze şi, după caz, să se prelucreze uşor;

2) masa de roci lăsată în urmă trebuie să fie deteriorată cît mai puţin posibil, în scopul reducerii la minimum a necesităţii copturirii (cojirii) şi sprijinirii pereţilor şi, evident, în scopul evitării accidentelor;

3) trebuie evitate orice deteriorări asupra armăturilor din puţuri, galerii, abataje şi asupra oricăror instalaţii subterane;

4) trebuie prevenită pe toate căile posibile acţiunea de activare de către explozii a faliilor şi fisurilor preexistente în zăcămînt şi în acoperişul acestuia, precum şi acţiunea de activare a exploziilor de rocă (vezi capitolul 7).

Aceste patru cerinţe conflictuale pot fi satisfăcute numai prin folosirea unor tehnici speciale la excavarea cu ajutorul exploziilor, printr-o adecvată şi corectă proiectare a exploziilor şi printr-un control seismic eficient al efectelor exploziilor.

Scanned with OKEN Scanner

6.1. Necesitatea creării unei suprafeţe libere

Se ştie că, atunci cînd o încărcătură de exploziv este detonată, presiunea înaltă a gazelor generate de explozie apasă pe pereţii cavităţii şi generează o intensă undă de presiune care se propagă în rocă. În imediata vecinătate a pereţilor cavităţii (găurii de explozie), stresul poate depăşi rezistenţa rocii, producînd sfărîmarea şi crăparea acesteia. Întrucît intensitatea stresului generat de explozie scade rapid cu distanţa, comportarea rocii variază mult, iar mărimea particulelor de rocă sfărîmată creşte rapid cu distanţa faţă de gaura de explozie.

În afara acestei zone, în care rezistenţa la compresiune a rocii este depăşită, se formează o zonă de fisurări radiale datorită componentei tangenţiale a stresului de tensiune (stresul inelar) al cîmpului de stres indus de explozie. Aceste fisuri radiale continuă să se propage radial atît timp cît stresul de tensiune tangenţial depăşeşte rezistenţa la tensiune (întindere) a rocii. *Kutter* şi *Fairhurst* (1971) au făcut studii teoretice şi experimentale asupra lungimii acestor fisuri în rocă omogenă. În realitate, această fisurare este influenţată de anizotropia rocilor, de fisurile preexistente în roci şi de starea in situ a stresului.

Cînd gaura de explozie este apropiată de o suprafaţă liberă, tabloul de fracturi în jurul găurii este mult influenţat de prezenţa acestei suprafeţe libere. Aceasta se întîmplă din cauză că unda de stres radial de compresiune (unda longitudinală de presiune), cînd întîlneşte o suprafaţă liberă, este convertită într-o undă de tensiune reflectată (undă longitudinală de rarefiere — vezi capitolele 3 şi 4) şi una de forfecare reflectată. Această undă de stres de tensiune cauzează sfărîmarea rocii de la suprafaţa liberă, modifică cîmpul de stres din jurul cavităţii de explozie şi schimbă tabloul de fisuri rezultant (vezi subcapitolul 3.2). Explozia trebuie, deci, să aibă loc către o suprafaţă liberă, în scopul de a permite „umflarea“ (bombarea) rocii şi de a preveni „îngheţarea“ sau „sufocarea“ exploziei.

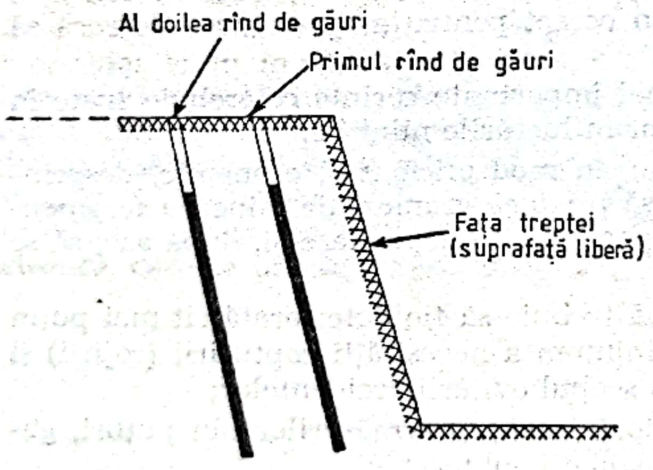


Fig. 6.1. Traseu tipic de împuşcare în trepte.

În afară de efectele stresului dinamic, discutate mai sus, presiunea gazelor generate de explozie are, de asemenea, o contribuţie importantă la „fixarea“ fisurilor şi cauzarea propagării mai departe a acestor fisuri. De aceea, presiunea gazelor joacă un rol important în tehnici, ca „predespicarea“ şi împuşcarea de „netezire“, în care fisurile sînt „încurajate“ să crească în anumite direcţii. În plus, presiunea gazelor este responsabilă de „umflarea“ rocii rupte departe de gaură şi de asigurarea unui volum adecvat de expansiune pentru explozii care urmează.

În operaţiile de împuşcare în trepte există în mod normal o suprafaţă liberă, întrucît explozia este iniţiată în găurile cele mai apropiate de faţa treptei create de explozia anterioară. Într-o împuşcare în trepte corect proiectată, fiecare rînd de găuri va deplasa roca în afară şi va

Scanned with OKEN Scanner

crea o nouă suprafață liberă pentru următorul rînd de găuri de împușcare (fig. 6.1).

În operațiile de împușcare în galerie de mină sau în tunel nu este disponibilă nici o suprafață liberă, întrucît găurile de mină sînt săpate paralel cu axa galeriei (tunelului) și nu există nici o suprafață liberă paralelă cu găurile. Deci o primă etapă esențială într-o explozie în galerie este aceea de a crea o suprafață liberă printr-o operație de tăiere. Aceasta poate fi realizată prin mai multe procedee: tăierea în evantai, tăierea „în plug" sau în „V", tăierea instantanee etc. Aceste procedee sînt amplu descrise de *Langefors* și *Kihlström* (1963), *Hoek* și *Brown* (1980) și în alte lucrări de specialitate.

6.2. Tehnici de reducere a gradului de deteriorare a pereților finali ai excavațiilor de rocă

O bună împușcare pornește cu proiectarea corectă a tăierii și a dispozitivului de găuri de explozie cerute pentru ruperea rocii în jurul tăierii.

Pentru cunoașterea modului de minimizare a deteriorării rocii care trebuie să rămînă neexcavată, este necesar să se facă o serie de considerații speciale asupra amplasării și încărcării cu exploziv ale găurilor de explozie din linia finală. Proiectarea acestor găuri de contur trebuie să fie bazată pe cunoașterea factorilor care controlează deteriorarea rocii adiacente unei găuri de explozie.

6.2.1. Relația dintre deteriorarea rocii și nivelul vibrațiilor produse de explozii

Holmberg și *Persson* (1980) sugerează că deteriorarea rocii, care trebuie să rămînă neexcavată în lucrările miniere, este legată de viteza maximă a particulei. Această viteză maximă poate fi estimată cu ajutorul următoarei relații empirice

$$v = \frac{kQ^a}{r^b}, \tag{6.1}$$

în care v este viteza maximă a particulei, mm/s; Q — greutatea încărcăturii, kg; r — distanța radială de la punctul de detonare, m; k, a și b — mărimi care depind de tipul exploziei și de proprietățile masei de rocă, adică ele variază de la amplasament la amplasament.

Holmberg și *Persson* (1980) au folosit valorile $k=700$; $a=0{,}7$ și $b=1{,}5$ pentru condiții de împușcare în galerie (tunel), în roca „vie" din Suedia. Ei au folosit aceste valori în calcule și au obținut rezultatele reprezentate în figura 6.2.

Modul corect de a proceda cere ca aceste constante (k, a și b) să fie determinate pentru fiecare amplasament prin efectuarea unor explozii experimentale și înregistrarea vitezei particulei $v(t)$ la diferite distanțe de punctul de detonare.

De remarcat că relația (6.1) este bazată pe presupunerea că detonarea apare într-un singur punct (sursă punctiformă) și, deci, ea este valabilă

Scanned with OKEN Scanner

numai cînd distanța r este mare în comparație cu lungimea încărcăturii. Cînd roca de protejat este apropiată de o încărcătură lungă, cum este cazul împușcării în galerie, viteza maximă a particulei trebuie să fie obținută prin integrarea lungimii încărcăturii (vezi paragraful 1.1.6).

Fracturarea rocii poate fi cauzată de viteze ale particulei de 700 pînă la 1 000 mm/s (fig. 6.2). Dacă, de exemplu, diametrul găurii de explozie este de 45 mm, densitatea liniară a încărcăturii de exploziv, constituită

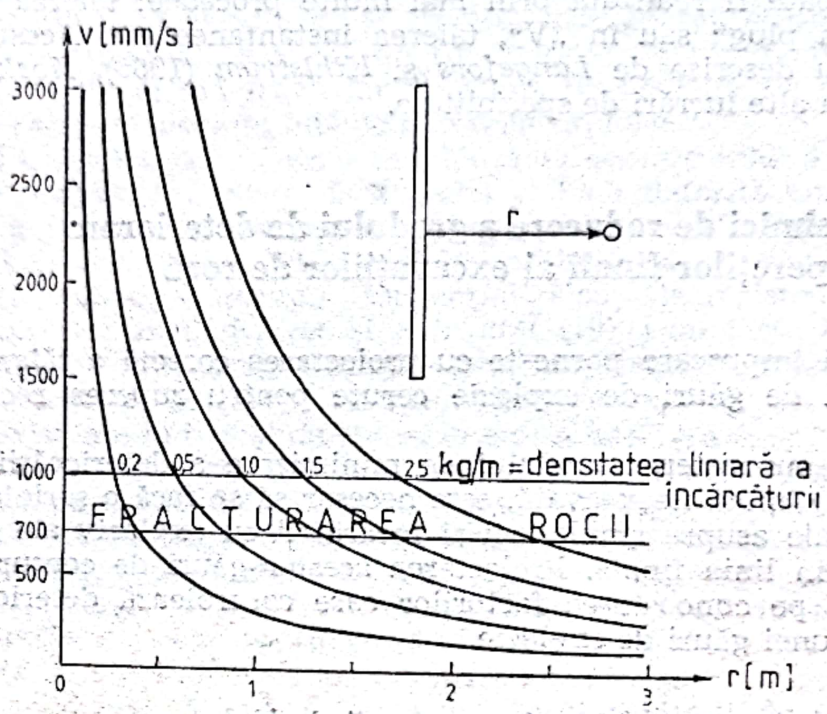


Fig. 6.2. Viteză maximă a particulei în funcție de distanța față de gaura de explozie, pentru diferite densități liniare de încărcare a găurii de explozie.

din azotat de amoniu cu motorină (Amonium Nitrate/Fuel Oil=ANFO, care are aproximativ aceeași compoziție ca explozivul denumit la noi AM-1), este de 1,5 kg/m. Din figura 6.2 rezultă că zona de deteriorare, care înconjoară diametrul de 45 mm al găurii, este de aproximativ 1,5 m. Această mărime a zonei de deteriorare este inacceptabilă cînd gaura de explozie este apropiată de peretele final al galeriei (tunelului) și trebuie trecut la exploatarea cu front în trepte pentru a reduce deteriorarea prin reducerea încărcăturii. Figura 6.2 arată că raza zonei de deteriorare poate fi redusă la aproximativ 0,3 m cînd densitatea liniară a încărcăturii este redusă la 0,2 kg/m. Folosirea unor asemenea densități liniare mici ale încărcăturii stă la baza exploziei „de netezire" sau „de contur".

6.2.2. Explozia „de netezire" și explozia „de predespicare" (de prefisurare)

Tehnicile care se folosesc în mod obișnuit la controlul și reducerea efectelor produse de explozii în pereții finali ai excavațiilor de rocă sînt explozia de netezire și explozia de predespicare (de prefisurare). Mecanica ruperii în cazul acestor două tehnici este aproape identică.

Scanned with OKEN Scanner

Cînd încărcăturile de exploziv din două găuri sînt detonate simultan, stresurile de tensiune, induse de explozie, se amplifică unul pe celălalt și cauzează o creștere a stresului de tensiune care acționează perpendicular pe o linie ce ar fi trasată între cele două găuri. Acest stres de tensiune, care este mai mare decît acela care acționează transversal pe o linie radială ce ar fi trasată de la oricare gaură, tinde să cauzeze creșterea preferențială a fisurării de-a lungul liniei dintre cele două găuri. Alegerea în mod atent a distanțelor dintre găuri și a densităților de încărcare a găurilor poate să conducă la formarea unei fracturi „curate" (fără neregularități) ce se propagă de la gaură la gaură în jurul conturului unei excavații.

În scopul minimizării extinderii zonei de rupere și al minimizării formării de fisuri radiale, precum și pentru a asigura efectul de amplificare a stresului de tensiune discutat mai sus, este de asemenea necesar să se decupleze încărcătura din fiecare gaură. Aceasta poate fi realizată făcînd diametrul încărcăturii mai mic decît diametrul găurii, astfel încît să existe o zonă inelară cu aer în jurul încărcăturii (fig. 6.3). Această zonă cu aer absoarbe o parte din energia inițială de explozie și reduce mărimea impactului presiunii înalte inițiale, impact responsabil de sfărîmarea rocii din imediata vecinătate a găurii.

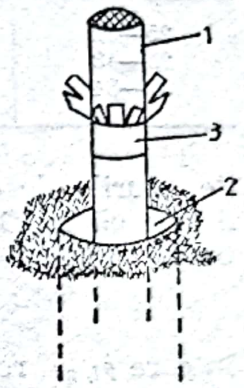


Fig. 6.3. Încărcătură decuplată folosită pentru explozia de netezire și explozia de prefisurare:
1 — exploziv; 2 — gaură de explozie; 3 — manșon de plastic pentru ghidare.

De îndată ce fisurarea, care se propagă între găurile detonate simultan, a fost inițiată de cîmpul de stres de interacțiune, presiunea gazelor din găuri joacă un rol important în dirijarea propagării fără neregularități a fisurării.

Cînd aceste condiții de detonare simultană a găurilor de explozie puțin distanțate și cu încărcături decuplate, sînt satisfăcute, fisura dorită poate fi determinată să se propage la densități joase de încărcare, care, după cum s-a arătat mai sus, reduce considerabil gradul de deteriorare a rocii din vecinătatea găurilor. Prin urmare, tehnicile împușcării de netezire și împușcării de predespicare nu numai că dau o suprafață de fracturare finală completă (delimitînd zona excavației), dar ele reduc și gradul de deteriorare a masei de roci din spatele acestei suprafețe finale.

Explozia de netezire. Acest procedeu implică forarea unui număr de găuri paralele (puțin distanțate, de-a lungul suprafeței finale de excavație), plasarea de încărcături decuplate cu densitate mică de încărcare în aceste găuri și detonarea în același timp a tuturor acestor încărcături, după detonarea restului de găuri de explozie din frontul de lucru. Aceasta înseamnă că tăierea inițială și explozia normală din galerie sînt executate prin tehnicile cunoscute, din care unele au fost amintite mai sus, iar cu ajutorul exploziei de netezire este cojit (desprins) un strat subțire de rocă de pe suprafața finală de excavație.

În cele mai multe cazuri, găurile de explozie de netezire sînt forate, încărcate și împușcate în același ciclu de excavare în galerie ca și tăierea și împușcarea găurilor principale. În unele cazuri, tăierea și explozia principală sînt executate în timpul unui ciclu, iar explozia de netezire în timpul următorului ciclu.

Distanța dintre găuri, la explozia de netezire, este de obicei de 15—16 ori diametrul găurii, iar distanța dintre găuri și suprafața liberă creată

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 6.1

Valori ale parametrilor implicați în aplicarea tehnicii exploziei de netezire în lucrările miniere

Diametrul găurii [mm]	Diametrul încărcăturii [mm]	Densitatea liniară a încărcăturii [kgANFO/m]	Distanța dintre găuri și suprafața liberă [m]	Distanța dintre găuri [m]
25—32	11	0,08	0,30—0,45	0,25—0,35
25—48	17	0,20	0,70—0,90	0,50—0,70
51—64	22	0,44	1,00—1,10	0,08—0,90

de găurile de explozie detonate anterior este de circa 1,2—1,3 distanța dintre găuri. Densitatea liniară minimă a încărcăturii pentru explozia de netezire poate fi calculată cu ajutorul formulei (Svanholm et al., 1977):

$$\rho_{l,\,min} = 90\ d^2$$

în care $\rho_{l,\,min}$ reprezintă densitatea liniară minimă a încărcăturii de exploziv în echivalent ANFO, exprimată în kg/m; d — diametrul găurii, în mm.

Tabelul 6.1 cuprinde valorile recomandate de *Svanholm et al.* (1977) pentru parametrii implicați în operația de împușcare de netezire.

Explozia de predespicare. Diferența dintre explozia de netezire și cea de predespicare constă în aceea că găurile de predespicare sînt în general mai apropiate decît găurile din cazul exploziei de netezire, iar încărcăturile în cazul predespicării sînt detonate tot simultan, însă înaintea exploziei principale. Aceasta însemnează că fisura de despicare există înaintea exploziei principale. Această fisură tinde să limiteze propagarea fisurilor de la explozia principală prin faptul că ea permite ventilarea gazelor ce expandează de la explozia principală.

Întrucît este necesară determinarea încărcăturilor de predespicare înaintea exploziei principale, folosirea predespicării în lucrări subterane poate să implice un ciclu separat de forare și încărcare (a găurilor) înaintea exploziei principale. Inconvenientul și decalajul cauzat de această operație suplimentară tind să limiteze folosirea predespicării în lucrările subterane. În plus, costul săpării suplimentare și tendința fisurii de predespicare de a fi deviată de stresurile in situ înalte fac predespicarea mai puțin folosită în lucrările subterane decît explozia de netezire. Menționăm că, în cazul predespicării, nu există nici o suprafață liberă pentru a elibera stresurile in situ ca în cazul exploziei de netezire.

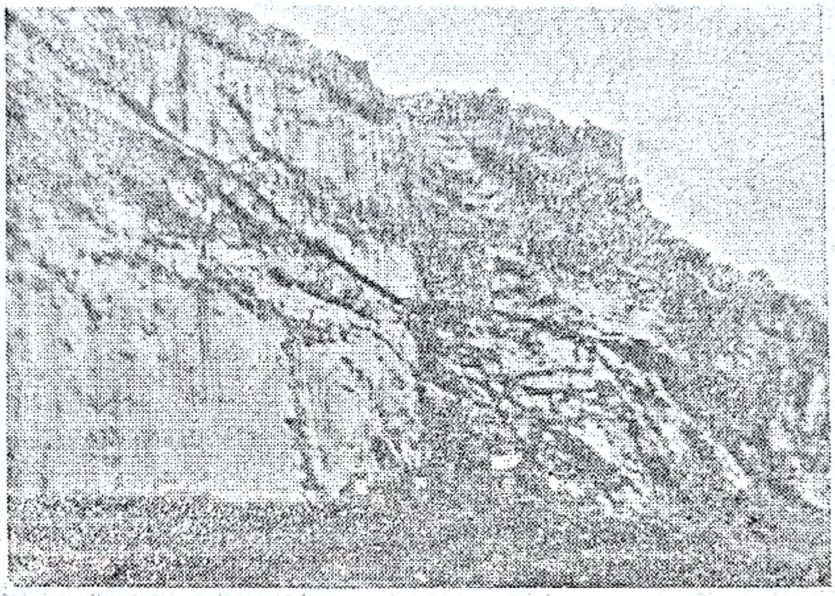
Predespicarea este, în general, folosită în lucrările de exploatare în trepte, unde stresurile orizontale tind să fie eliberate și unde există mai mult spațiu în care să se execute diferitele etape din procesul de împușcare. Figura 6.4 ilustrează îmbunătățirile ce pot fi realizate cu ajutorul exploziei de predespicare.

Distanța dintre găuri, la operația de predespicare, este, de obicei, de 8—12 ori diametrul găurii, iar distanța dintre găuri și suprafața liberă poate fi considerată infinită (Svanholm et al., 1977). Diametrele încărcăturii și concentrațiile de încărcare (densitățile liniare de încărcare) date în tabelul 6.1 pot fi folosite și pentru predespicare.

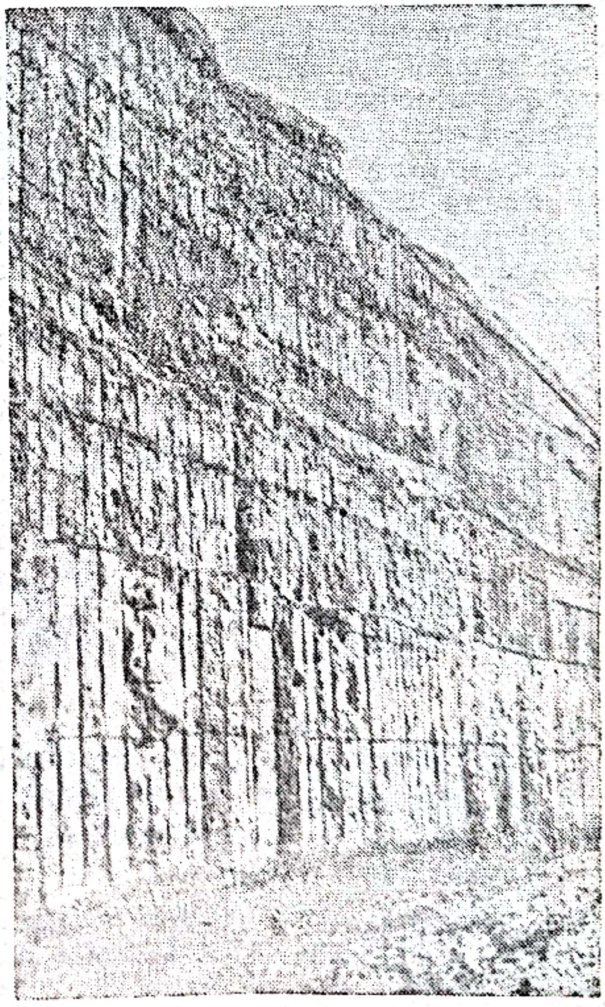
Tehnica exploziei de prefisurare, prezentată mai sus, rămîne în esență, aproximativ aceeași în cazul în care prefisurarea se aplică în scopul atenuării efectelor exploziilor în rocă asupra construcțiilor de la suprafață

Scanned with OKEN Scanner

(vezi subcapitolul 5.3.). În acest caz, prefisurarea se execută pe un contur cvasi-circular în jurul exploziei principale, în partea în care se află obiectivul de protejat, astfel încît fisurile formate să constituie un atenuator al undelor ce se propagă de la explozia principală către clădire. Această



a



b

Fig. 6.4. Diferența ca aspect exterior și stabilitate dintre o față de treaptă realizată prin predespicare (în stînga) și una realizată prin împușcare necontrolată (fără explozie de predespicare sau de netezire) (în dreapta) (*a*) și perete de canal tăiat meticulos și agreabil, ca rezultat al tehnicii de predespicare (*b*).

Scanned with OKEN Scanner

tehnică se aplică numai cînd situația impune producerea de explozii foarte aproape de unele construcții.

După cum s-a arătat mai sus, reducerea gradului de deteriorare a pereților finali dintr-o lucrare minieră se realizează în special cu ajutorul exploziei de netezire. Dacă această tehnică este aplicată fără considerarea proiectării exploziei principale, rezultatele pot fi mai puțin decît satisfăcătoare, din cauză că roca de dincolo de linia de explozie de netezire

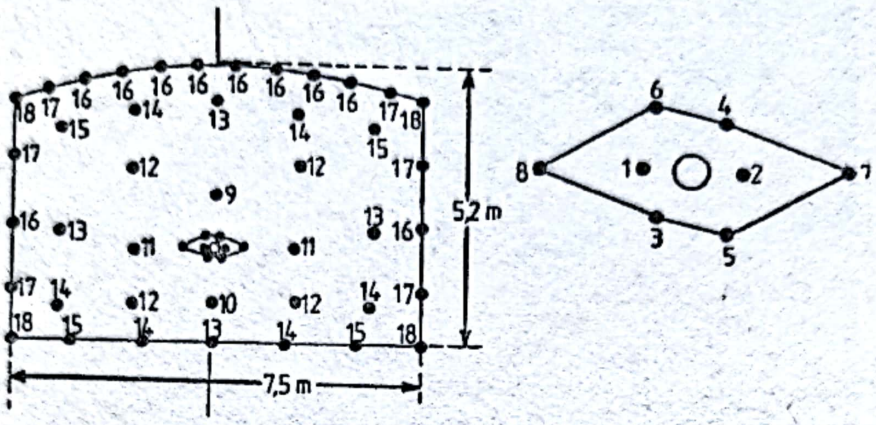


Fig. 6.5. Exemplu de dispozitiv de împușcare în subteran.

poate să fi suferit deja o deteriorare foarte mare de la explozia principală.

O bună proiectare a împușcării nu poate fi făcută niciodată fragmentat; întregul dispozitiv (sistem) de împușcare — adică exploziile de tăiere, partea principală a împușcării (explozia principală) și găurile de contur (pentru explozia de netezire sau predespicare) — trebuie să fie bine proiectat pentru a se obține un rezultat satisfăcător.

Figura 6.5 prezintă un dispozitiv de împușcare tipic pentru galerie de mină (sau tunel). Pe figură se poate urmări logica acestui dispozitiv prin simpla considerare atentă a succesiunii de detonare. Succesiunea ruperii rocii poate fi urmărită desenînd un triunghi cu vîrful la fiecare gaură de explozie și cu baza formată de suprafața liberă creată de găurile care se împușcă mai devreme.

Am dat un exemplu de dispozitiv de împușcare în subteran numai pentru a ilustra logica proiectării unor asemenea sisteme. În lucrarea lui *Langefors* și *Kihlström* (1963) și în multe alte lucrări de specialitate (vezi, de exemplu, Tat et al., 1985) sînt date multe asemenea exemple.

În vederea optimizării dispozitivelor de explozie, atît pentru împușcările pe suprafață, cît și pentru cele subterane, este foarte indicată folosirea computerelor. O descriere a folosirii computerelor la optimizarea exploziilor controlate din industrie a fost dată de *Holmberg* (1975).

6.3. Controlul și reducerea efectului seismic al exploziilor asupra lucrărilor subterane adiacente și armăturilor

Pentru rezolvarea acestei probleme se poate folosi relația (6.1), iar determinarea constantelor k, a și b trebuie făcută pe cale experimentală pentru fiecare amplasament. De aceea trebuie făcute înregistrări ale

vitezei particulei la diferite distanțe față de locul exploziilor executate cu diferite încărcături, iar procedeul de calcul al constantelor k, a și b este asemănător cu cel prezentat în paragraful 5.2.3.

Diehl și *Sariola* (1977) au făcut un asemenea experiment în mina de fier din Kiruna (Suedia), pentru o explozie de 20 kg, făcînd înregistrări seismice ale vitezei particulei într-o serie de galerii de mină adiacente

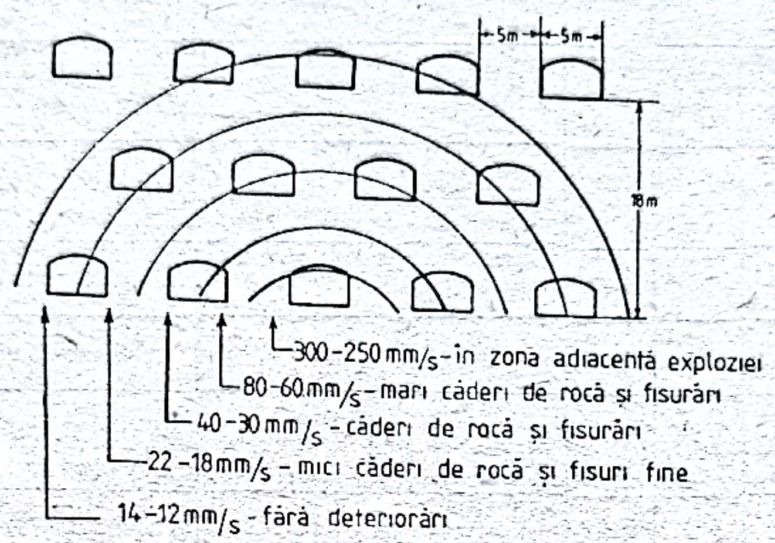


Fig. 6.6. Compararea vitezelor de oscilație înregistrate cu deteriorările observate într-o serie de galerii subterane adiacente amplasamentului exploziei.

amplasamentului exploziei. Rezultatele acestui studiu sînt prezentate în figura 6.6, în care sînt descrise pe scurt și deteriorările asociate cu diferite valori ale vitezei maxime a particulei. Pe baza acestor date au fost determinate următoarele valori ale celor trei constante din relația (6.1): $k=200$; $a=0{,}7$; $b=1{,}5$. În felul acesta relația

$$v = \frac{200Q^{0.7}}{r^{1.5}} \qquad (6.2)$$

a servit la construirea graficului din figura 6.7, ce poate fi folosit la estimarea vitezei maxime v a particulei la orice distanță r de o explozie de Q kilograme.

Un asemenea grafic este de foarte mare ajutor la proiectarea exploziilor pe un amplasament în scopul reducerii deteriorărilor. Trebuie însă subliniat faptul că acest grafic este valabil pentru Kiruna și, deci, este indicat să se determine

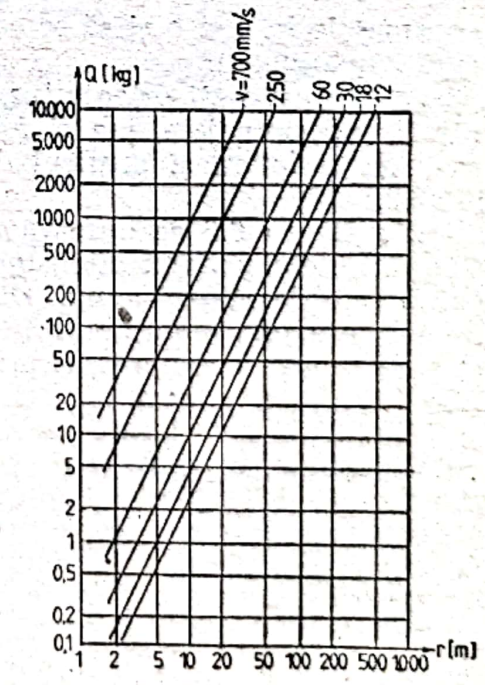


Fig. 6.7. Grafic ce exprimă dependența dintre viteza particulei, încărcătura de exploziv și distanța față de locul exploziei.

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 6.2

Valori ale constantelor k, a și b din relația (6.1), recomandate de diferiți autori (după Hoek și Brown, 1980)

k	a	b	Condiții	Autori
730	0,66	1,54		Lundborg et al. (1978)
2 083	0,53	1,60	$r/Q^{1/3} > 3{,}97$	Ambraseys și Hendron (1968)
11 455	0,93	2,80	$r/Q^{1/3} < 3{,}97$	Ambraseys și Hendron (1968)
1 686	0,71	1,78		Holmberg (1979)
707	0,68	1,56		Vorobiev et al. (1972)
700	0,70	1,50	Rocă vie medie	Holmberg și Persson (1980)
193— 1 930	0,80	1,60	Împușcare în trepte	Oriard (1972)
37— 148	0,55	1,10	*)	Oriard (1972)
5 985	0,80	1,60	Explozie de predespicare	Oriard (1972)

*) Acest tip de explozie implică plasarea unei mari concentrații de exploziv într-o galerie de mină sau tunel sau în orice cavitate și este folosit pentru a deroca volume mari de rocă apropiată de suprafață.

constantele k, a și b și să se construiască un asemenea grafic pentru fiecare amplasament.

Pentru estimări orientative, preliminarii, fără să fie nevoie de măsurători experimentale, pot fi folosite valorile constantelor k, a și b date mai sus (implicit și graficul din fig. 6.7), precum și valorile din tabelul 6.2.

Din figura 6.6 se observă că, în cazul pe care îl reprezintă această figură, nivelul maxim admisibil de vibrație (exprimat prin viteza particulei) este de 12—14 mm/s. După *Rowe* (1973), nivelul maxim admisibil de vibrație (exprimat tot prin viteza particulei) pentru puțuri miniere este de numai 2 mm/s și, exprimat prin deplasarea particulei, este (după I.C.I., 1972) de 0,1 mm.

Gradul de deteriorare asociat unei valori particulare a vitezei particulei depinde, evident, și de condițiile în care se află roca sau armăturile înainte de explozie. Faptul că foarte puțini autori arată aceste condiții cu suficiente detalii pentru a se trage concluzii asupra relației dintre deteriorare și viteza particulei, vine să accentueze necesitatea efectuării de experiențe pentru fiecare amplasament folosind, de exemplu, calea prezentată mai sus și propusă de *Diehl* și *Sariola* (1977) și *Holmberg* și *Persson* (1980).

Scanned with OKEN Scanner

Pentru a se putea deduce legi mai complete, de tipul celei exprimate de relația (6.1) sau de alt tip, este necesar să se facă experiențe pentru diferite tipuri de roci și pentru diferite condiții în care se află masa de roci și/sau armăturile înainte de explozie.

Prin urmare, o bună împușcare implică o atenție deosebită dispozitivelor de explozie, succesiunii de inițiere a încărcăturilor din fiecare gaură și cantității de exploziv detonate pe treapta de întîrziere. În plus, folosirea exploziei de netezire sau a exploziei de predespicare poate să reducă substanțial gradul de deteriorare asupra masei de roci din pereții finali ai lucrărilor miniere.

6.4. Efectul seismic al exploziilor din cariere asupra lucrărilor miniere subterane

Această problemă apare în cazul lucrărilor miniere combinate din exploatare la suprafață (în cariere) și în subteran, caz în care trebuie să se calculeze un planșeu de siguranță și să se determine încărcături maxime admisibile de exploziv pentru protecția antiseismică a lucrărilor (construcțiilor) subterane față de efectul exploziilor produse în cariera de deasupra.

Una din căile de rezolvare a problemei este aceea recomandată de cercetătorii sovietici (Mironov, 1973; Mosinet, 1976) și are la bază folosirea următoarelor două relații:

$$v=\frac{37{,}5\left(V_P^2-\frac{4}{3}V_S^2\right)(\eta^{8/3}-1)}{V_P\eta} \tag{6.3}$$

și

$$Q=\left[\frac{vp(r_{oriz}+h\sqrt{h})}{70}\right]^3, \tag{6.4}$$

în care: $\eta=1+(1-2\nu)\varepsilon$; v — viteza de oscilație (viteza particulei), cm/s; V_P și V_S — vitezele de propagare a undelor P și S, m/s; ν — coeficientul Poisson; ε — deformarea; Q — încărcătura de exploziv, kg TNT; r_{oriz} — distanța pe orizontală dintre locul exploziei și obiectivul de protejat; h — diferența de nivel între locul exploziei și punctul de măsură, respectiv între locul exploziei și obiectivul de protejat, sau h — grosimea planșeului; p — un coeficient care depinde de numărul treptelor de împușcare, n, adică

$$p=\frac{n}{0{,}445n+0{,}45} \tag{6.5}$$

Evident, pentru împușcare instantanee, $n=1$.

Mai întîi, se verifică practic, în cazul exploatării miniere studiate, valabilitatea relației (6.4) scrisă sub forma

$$v=\frac{70\sqrt[3]{Q}}{p(r_{oriz}+h\sqrt{h})} \tag{6.4'}$$

Pentru această verificare este necesară înregistrarea în subteran a cîtorva (3—5) explozii produse în carieră cu încărcături relativ mici

(evaluate aproximativ prin procedee prezentate în capitolele 4 și 5 sau chiar cu ajutorul formulei (6.4)), care să nu prezinte nici un pericol. Se măsoară vitezele de oscilație maxime v pe seismogramele înregistrate, iar valorile acestor viteze se compară cu cele calculate cu ajutorul relației (6.4'). Dacă diferențele dintre valorile calculate și cele observate nu sînt mari, relația (6.4) poate fi folosită la calculul încărcăturii maxime admisibile Q corespunzătoare nivelului maxim admisibil de vibrație (exprimat prin viteza particulei). Nivelurile maxime admisibile de deformare (exprimate prin deformarea ε a rocilor) în funcție de clasa construcțiilor (lucrărilor) miniere de protejat sînt prezentate în tabelul 6.3.

Nivelurile maxime admisibile de vibrație corespunzătoare, exprimate prin viteza particulei v, se află folosind relația (6.3), care cere însă cunoașterea vitezelor V_P și V_S. Aceste două viteze pot fi determinate pe bază de măsurători sau apreciate după tipul rocilor aflate între exploatarea prin lucrări la zi și cea prin lucrări subterane. În acest scop, tabelul 6.4 prezintă nivelurile maxime admisibile de vibrație exprimate prin viteza particulei, v, în funcție de clasa construcțiilor miniere și de tipul rocilor.

Cu ajutorul relației (6.4) se poate afla încărcătura maximă admisibilă pentru orice valori ale mărimilor r_{oriz}, h și n. Se recomandă ca rezultatele să fie reprezentate sub formă de grafice bilogaritmice. Se recomandă, de asemenea, să se ia în considerare cazul cel mai nefavorabil, cînd exploatarea la zi se/s-ar face chiar deasupra exploatării în subteran ($r_{oriz}=0$), adică

$$Q=\left[\frac{vph\sqrt{h}}{70}\right]^3 \qquad (6.6)$$

Evident, în coordonate bilogaritmice (log h și log Q), relația (6.6) reprezintă, pentru un anumit nivel de vibrație, v, niște drepte cu n (sau p)

Tabelul 6.3

Niveluri maxime admisibile de deformare a rocilor

Clasa construcțiilor miniere	Caracterizarea construcțiilor și durata lor de folosire	Deformarea maximă admisibilă
I	Construcții miniere de importanță deosebită, cu durată mare de folosire (peste 10—15 ani): tunele hidrotehnice, puțuri, galerii principale, camere subterane.	0,0001
II	Construcții miniere de importanță mare, cu durată de folosire peste 5—10 ani: canale și tunele de transport, construcții hidrotehnice, pilieri de siguranță, galerii transversale, treptele de margine ale carierelor.	0,0002
III	Construcții miniere cu durată scurtă de folosire (1—5 ani): camere, galerii, trepte.	0,0003
IV	Construcții miniere fără importanță mare, cu durată de folosire sub 1 an: blocuri (panouri) de abataj, trepte de lucru, taluzul de lucru al carierei ș.a.	0,0005

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 6.4

Niveluri maxime admisibile de vibrație exprimate prin viteza particulei

Tipul rocii	Coeficientul de tărie, f	V_P [km/s]	Viteza maximă admisibilă a particulei, v [cm/s], pentru fiecare clasă a construcțiilor miniere			
			I	*II*	*III*	*IV*
Sedimentare, detritice afînate și aluviuni	0,5— 1	1—2	4,1	8,2	12,2	20,4
Sedimentare fisurate, cu argilă și porozitate mare	1 — 3	2—3	6,8	13,6	20,3	34,0
Stîncoase cu o pronunțată fisurație naturală	3 — 5	3—4	9,5	19,0	28,4	47,5
Relativ monolitice, cu fisuri izolate și goluri	5 — 9	4—5	12,2	24,4	36,7	60,0
Monolitice, slab fisurate	9 —14	5—6	14,9	29,8	44,6	74,5
Foarte tari și monolitice fără fisuri	14 —20	6—7	17,8	35,6	53,3	89,0

parametru, care permit determinarea încărcăturii maxime admisibile pentru o situație dată. Aceste grafice sau relația (6.6), scrisă sub forma

$$h=\left(\frac{70\sqrt[3]{Q}}{pv}\right)^{2/3}, \qquad (6.7)$$

permit, de asemenea, aflarea grosimii minime admisibile h a planșeului (corespunzătoare nivelului maxim admisibil de vibrație, v) pentru orice încărcătură Q și pentru orice număr n de trepte de întîrziere.

Se recomandă să se ia în considerare valoarea grosimii minime admisibile a planșeului corespunzătoare cazului cel mai nefavorabil (adică pe lîngă condiția $r_{oriz}=0$ se mai adaugă și condiția $n=1$).

O altă cale de rezolvare a problemei enunțate în titlul acestui subcapitol constă într-o serie de operații asemănătoare cu cele prezentate în capitolul 5 la metoda distanței reduse. Adică, pe baza datelor de înregistrare se determină constantele H, α și β din legea de propagare (5.63), prin metoda prezentată în paragraful 5.2.3. Dacă α se adoptă ($\alpha=1/3$; $\alpha=1/2$ etc.), problema se simplifică mult, întrucît ea se reduce la determinarea constantelor H și β. În cazul de față, r din relația (5.63) exprimă distanțele de la punctele de explozie din carieră la punctele de măsură din subteran, sau distanța dintre locul exploziei și obiectivul de protejat din subteran.

Relații de forma (5.63), dar cu $\alpha=1/3$, în cazul lucrărilor miniere combinate din exploatare la suprafață și în subteran, au fost determinate pe cale experimentală, pentru un cîmp minier din China, de *Xienkui* și *Tz Yung* (1984) atît pentru viteza v a particulei, cît și pentru accelerația a a mișcării particulei.

Scanned with OKEN Scanner

După ce este cunoscută legea de propagare de tipul (5.63), se procedează în modul arătat la utilizarea relațiilor (5.67) în scopul determinării încărcăturii maxime admisibile pentru orice distanță r dintre locul exploziei și obiectivul de protejat, sau în scopul determinării distanței minime admisibile între locul exploziei și obiectivul de protejat, pentru orice încărcătură Q. În principiu, modul de a proceda este același, indiferent de valoarea lui α ($\alpha=1/2$ — cazul relațiilor (5.67); $\alpha=1/3$ etc.).

Se recomandă să se ia în considerare cazul cel mai nefavorabil, caz în care distanța dintre locul exploziei și obiectivul de protejat este egală chiar cu grosimea planșeului, iar încărcătura Q corespunde exploziei instantanee.

Evident, și pentru această a doua cale este necesară cunoașterea nivelurilor maxime admisibile de vibrație. Cele prezentate în tabelul 6.4 pot fi folosite mai curînd pentru estimări orientative. Întrucît problema grosimii planșeului în cazul analizat în acest subcapitol este foarte importantă, iar nivelurile maxime admisibile de vibrație date în literatura de specialitate diferă mult între ele și corespund la condiții diferite, este mai indicat să se determine pentru fiecare amplasament în parte nivelul maxim admisibil de vibrație. De aceea, trebuie să se facă înregistrări seismice (în puncte ale lucrării miniere subterane) ale unor explozii produse în cariera de deasupra. Se începe cu încărcături mici, iar de la o explozie la alta se mărește treptat încărcătura. Înainte de a începe experiențele, peste fisurile rocilor din subteran se fixează bucăți de sticlă cu ajutorul unei rășini. După fiecare explozie se analizează gradul lor de deteriorare în corelație cu efectele produse asupra rocilor din lucrarea subterană (Xienkui și Tz. Yung, 1984). În funcție de gradul de deteriorare constatat și corelat cu vitezele de oscilație înregistrate (eventual se fac și înregistrări ale accelerației mișcării seismice), se poate stabili nivelul maxim admisibil de vibrație (exprimat prin viteza v și/sau accelerația a). Înregistrările seismice făcute în acest scop servesc, totodată, și la determinarea legii de propagare (de tipul relației (5.63)) în modul arătat mai sus. Se recomandă ca efectuarea măsurătorilor seismice în subteran să se facă în cel puțin 3—4 puncte și pe toate cele trei direcții (radială, transversală și verticală). La alegerea punctelor de înregistrare trebuie să se țină seama și de faptul că nivelul seismic de vibrație depinde, în afară de factorii cunoscuți, de forma, poziția și direcția lucrării miniere subterane.

Datorită exploziilor din carieră, rezistența rocilor ce constituie planșeul poate să scadă. De aceea, se recomandă ca valorile obținute prin oricare din cele două procedee descrise mai sus, pentru grosimea minimă admisibilă a planșeului sau pentru încărcătura maximă admisibilă, să fie verificate de cel puțin două ori prin măsurători seismice și, anume, atunci cînd, datorită coborîrii în adîncime a carierei, grosimea planșeului devine cu circa 50% și respectiv cu 25% mai mare decît grosimea limită indicată de calculele inițiale.

6.5. Efectul seismic al exploziilor asupra taluzurilor

Lucrările de împușcare din apropierea taluzurilor staționare trebuie să se execute cu mare atenție și în mod controlat pentru ca efectul seismic să nu afecteze integritatea acestora.

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 6.5

Niveluri maxime admisibile de vibrație pentru taluzuri

Durata de viață a taluzului	Viteza de oscilație v [cm/s] pentru următoarele valori ale coeficientului de tărie, f, al rocii împușcate:					
	1	1—3	3—5	5—9	9—14	14—20
>5 ani	8,2	13,6	19,0	24,4	29,8	35,6
<5 ani	12,2	20,3	28,4	36,7	44,6	53,3

Nivelul maxim admisibil de vibrație depinde de tăria rocii împușcate și de durata de viață a taluzului (tabelul 6.5).

Relația dintre viteza v [cm/s], cantitatea totală de exploziv folosită, Q [kg], lungimea blocului de împușcat, L [m], numărul treptelor de întîrziere, n, și distanța r [m] de la limita blocului împușcat pînă la taluzul de protejat are forma

$$v = \frac{K_{tal.}}{\sqrt[3]{n}} \sqrt{\frac{Q}{L}} \frac{e^{-0,03r}}{r} \qquad (6.8)$$

Relația (6.8) este valabilă pentru $r \leqslant 70$ m. Constanta $K_{tal.}$ depinde de tipul rocilor din componența taluzului și de tăria rocii împușcate (tabelul 6.6).

Pentru orice nivel de vibrație și, implicit, pentru orice nivel maxim admisibil de vibrație (tabelul 6.5) se poate calcula valoarea corespunzătoare Q/L, pentru fiecare explozie, cu ajutorul relației (6.8), scrisă sub forma

$$\frac{Q}{L} = \left(\frac{v r e^{0,03r} \sqrt[3]{n}}{K_{tal.}} \right)^2 \qquad (6.8')$$

Prin urmare, la efectuarea exploziilor trebuie să se verifice dacă raportul Q/L, care urmează să fie folosit, nu este mai mare decît raportul Q/L rezultat din calculul făcut cu ajutorul relației (6.8′). Dacă este mai mare, trebuie să se reducă încărcătura Q de exploziv. Adică, relația (6.8′)

Tabelul 6.6

Valori ale constantei K_{tal} din relația (6.8)

Tipul rocilor din componența taluzului	Constanta K_{tal} pentru următoarele valori ale coeficientului f de tărie a rocii împușcate:		
	$f \geqslant 14$	$6 \leqslant f < 14$	$f < 6$
Roci stîncoase; $f \geqslant 6$	300—310	390—415	560—585
Roci semistîncoase; $f < 6$	310—315	415—425	585—620

Scanned with OKEN Scanner

permite determinarea încărcăturii totale maxime admisibile pentru o situație dată și, evident, pentru un nivel maxim admisibil de vibrație dat (tabelul 6.5).

Pentru o încărcătură totală Q dată, se poate calcula, tot cu ajutorul relației (6.8'), lungimea minimă admisibilă a blocului de împușcat corespunzătoare nivelului maxim admisibil de vibrație dat (tabelul 6.5). Calculele trebuie să se facă ori pentru fiecare explozie, ori pentru situația cea mai nefavorabilă (vezi relația (6.8')).

În scopul folosirii unor încărcături de exploziv mai mari la distanțe relativ mici de taluzuri, sînt necesare unele măsuri de reducere a efectului seismic, dintre care cele mai importante sînt:

— reorientarea fronturilor de împușcare astfel încît linia taluzurilor staționare să fie paralelă cu mediatoarea blocului de împușcat. În acest fel se reduce activitatea seismică pe flancurile blocului de împușcat și, implicit, se reduce efectul seismic pe berma treptei pe care se efectuează lucrările de împușcare;

— utilizarea unor încărcături de exploziv „ușurate" (încărcături mai mici decît cea stabilită pentru găurile de sondă la împușcarea normală) pe rîndul orientat spre taluz;

— realizarea unei prefisurări (a unui ecran seismic) în partea taluzului staționar. Ecranul se formează prin detonarea încărcăturilor din unul sau două rînduri inițiate cu aceeași treaptă de întîrziere. La un interval de 70—100 milisecunde se inițiază încărcăturile de exploziv din celelalte găuri de sondă. Parametrii lucrărilor de împușcare sînt asemănători cu cei de la împușcările obișnuite. Încărcăturile trebuie să fie de tip discontinuu, iar distanța de la ecran la limita taluzului de 6—8 m.

*
* *

Exploziile în rocă (împușcările subterane sau cele din cariere aflate deasupra exploatărilor subterane) pot fi, de asemenea, un factor declanșator de explozii de rocă și lovituri de mină (vezi capitolul 7). Tehnicile de reducere și control al efectelor exploziilor în rocă asupra lucrărilor miniere, tehnici prezentate în acest capitol, pot fi de folos într-o oarecare măsură și pentru „împiedicarea" exploziilor în rocă de a-și exercita acest rol de declanșator. Vom vedea însă în capitolul următor că, în mod aparent paradoxal, tocmai exercitarea acestui rol de declanșator împreună cu efectul de fracturare a rocilor fac din împușcările subterane (executate după un sistem bine gîndit și proiectat) unul din mijloacele eficiente de prevenire în special a exploziilor de rocă.

Scanned with OKEN Scanner

7.

EXPLOZIILE DE ROCĂ ȘI LOVITURILE DE MINĂ

Distribuția stresului în subsol, chiar și în rocile neperturbate de excavații, este foarte complicată, aceasta fiind rezultatul cumulării efectelor cîmpului gravific și ale condițiilor geologice, geomecanice, tectonice etc. din subsol. Intervenția omului prin efectuarea excavațiilor necesare exploatării minereurilor conduce la schimbări în cîmpul de stres, făcînd posibile concentrări de stres care pot depăși rezistența la rupere sau la forfecare a rocilor. În acest fel se creează condiții pentru apariția de dislocări ale unor mase mai mari sau mai mici de material, dislocări ce se manifestă fie prin așa-zisele „explozii de rocă"* (rock bursts), fie prin „lovituri de mină" (bumps) sau prin alte fenomene.

Pentru a arăta importanța cercetării acestor fenomene, este suficient să dăm cîteva date culese din literatura de specialitate privind pericolul și pagubele cauzate, de exemplu, de exploziile de rocă. Astfel, în patru districte miniere (Sudbury, Lakeshore, Timmius și Little Long Lac), într-o perioadă de 7 ani, au avut loc 1167 explozii de rocă, din care 115 au fost considerate puternice. Din totalul de accidente mortale din toate cauzele, 7,5% au fost datorate exploziilor de rocă (Parker, 1941). *Morrison* (1940) arată că în minele de aur din Witwatersrand (Africa de Sud), într-o perioadă de 7 ani, 9% din totalul accidentelor mortale au rezultat din exploziile de rocă, iar în cîmpul aurifer din Kolar (India), exploziile de rocă au cauzat 50% din totalul de accidente mortale, într-o perioadă de 3 ani.

Riscul de a produce accidente și pagubele de producție care rezultă din perioada de curățire ce urmează producerii fenomenului și din creșterea costului lucrărilor datorită sprijinirii suplimentare a terenului, fac exploziile de rocă una din principalele probleme în mineritul de adîncime.

Din punctul de vedere al geofizicii, cele două fenomene (explozia de rocă și loviturile de mină) sînt niște procese seismice (cutremure sau șocuri seismice) induse de activități ale omului. În acest capitol se pune accentul în special pe latura geofizică a acestor fenomene, în scopul prezentării unor metode mai mult sau mai puțin eficiente de predicție și prevenire a lor.

---

* a nu fi confundate cu exploziile în rocă (împușcările cu exploziv).

7.1. Fenomenologia exploziilor de rocă și a loviturilor de mină

Explozia de rocă este o expulzare bruscă și violentă de rocă din mediul ei, fenomenul rezultînd din depășirea rezistenței statice a rocii de către stresul static. Magnitudinea fenomenului poate atinge valori suficient de mari pentru a crea probleme majore în exploatarea minieră.

Exploziile de rocă cel mai frecvent întîlnite și care creează probleme majore în exploatarea minieră sînt cele care apar în/sau lîngă zonele de lucru și rup mase de roci de ordinul sutelor de kilograme pînă la mii de tone (chiar și mai mult), cu o violență care justifică denumirea dată fenomenului. Exploziile de rocă de mai mică intensitate apar de obicei în deschiderile de mărime limitată, ca tuneluri, galerii în săpare sau puțuri, în timp ce acelea de intensități mai mari apar mai degrabă în zonele exploatate extensiv. Multe explozii de rocă apar în părțile exploatate și abandonate ale minelor. Acestea, deși nu creează nici un risc imediat personalului din subteran, pot afecta stabilitatea generală a structurii minei.

Este un fapt bine cunoscut că atît intensitatea, cît și frecvența exploziilor de rocă ar trebui să crească cu adîncimea. Cauza acestei creșteri ar fi atribuită creșterii greutății rocii acoperitoare și, implicit, creșterii stresului în rocă cu adîncimea. Totuși, fenomenul (explozia de rocă) a fost observată și în unele cariere, însă cu intensități minore, precum și în mine relativ puțin adînci (circa 300 m). Exploziile de rocă din apropierea suprafeței sînt mai curînd rezultatul forțelor tectonice care acționează în direcții aproximativ paralele cu suprafața pămîntului. *Hooker et al.* (1964) consideră că această explicație pare plauzibilă. Măsurătorile făcute de ei într-o carieră de gneis-granit au arătat că este posibilă apariția unor stresuri orizontale de compresiune în partea superficială, de ordinul 10^8—10^9 dyn/cm^2. Exploziile de rocă din apropierea suprafeței nu reprezintă însă o problemă majoră, întrucît ele se produc rar și sînt de intensitate mică. Adîncimea la care exploziile de rocă apar și încep să devină o problemă serioasă este, de obicei, mai mare de 600 m. Totuși, există mine în care se lucrează la adîncimi mai mari de 1 500 m și în care nu se produc explozii de rocă.

Din cele arătate mai sus ar rezulta că alți factori decît adîncimea afectează producerea de explozii de rocă sau, cu o mai atentă exprimare, adîncimea nu este singurul factor care contribuie la producerea exploziilor de rocă.

După stres, următorul factor cauzativ important este reprezentat, probabil, de caracteristicile mecanice ale rocii. Categoria de roci asociată în general cu producerea exploziei de rocă include roci tari, rigide și casante, adică roci care au rezistențe la compresiune cuprinse între $1 \cdot 10^9$ și $5 \cdot 10^9$ dyn/cm^2 și moduli de elasticitate de $(0{,}5 \div 1{,}0)10^{12}$ dyn/cm^2. Probabil și alte proprietăți mecanice, ca rezistența la forfecare și duritatea, se leagă într-o oarecare măsură cu explozia de rocă, deși atît datele testelor de rezistență la forfecare, cît și cele de duritate nu sînt prea concludente.

Pe de altă parte, unele tipuri de roci, care se încadrează în gamele de rezistență și proprietăți elastice menționate mai sus, sînt exploatabile la adîncime, fără să apară fenomenul de explozie de rocă. S-a presupus, de

Scanned with OKEN Scanner

asemenea, că energia de deformare maximă care poate fi acumulată în rocă ar fi o măsură a tendinței de producere a exploziei de rocă. Se știe că

$$W_0 = \frac{\sigma_q}{2Y}, \tag{7.1}$$

unde σ_q este stresul după direcția q și Y modulul lui Young, reprezintă energia de deformare pe unitatea de volum într-un corp de rocă încărcat (solicitat) uniaxial (după axa q). Atunci

$$W_{0,\,max} = \frac{R_0}{2Y}, \tag{7.2}$$

unde R_0 este rezistența uniaxială la compresiune, reprezintă energia de deformare maximă pe unitatea de volum.

Dintre toate tipurile de rocă aflate în același cîmp de stres și cu toate proprietățile mecanice identice, exceptînd rezistența la compresiune, în roca cu cea mai joasă rezistență la compresiune ar fi cel mai puțin probabil să apară fenomenul de explozie de rocă. Această presupunere este în concordanță cu datele din unele mine, de exemplu cu cele din minele adînci de cupru din Michigan (Obert și Duvall, 1967).

Se pare că criteriul sau caracteristica mecanică ce ar distinge roca ce nu este predispusă de cea care este predispusă la explozie de rocă constă în aceea că prima tinde, sub stres, către o deformare plastică și/sau vîscoelastică, într-o așa măsură încît dislocarea, cel puțin la scară macroscopică, are loc lent. O astfel de caracteristică n-a fost încă exprimată cantitativ, deși a fost făcută o încercare în acest sens (Denkhaus et al., 1955; Grobelaar, 1958), încercare prin care s-a urmărit să se măsoare așa-zisa „violență relativă a ruperii rocii". Pentru un asemenea test a fost construit un dispozitiv de măsurare a reculului impulsiv al cadrului mașinii de testare, recul produs cînd o probă se rupe la un test de compresiune. Cu cît reculul este mai mare, cu atît „violența relativă a ruperii" este mai mare.

Rocile eruptive și metamorfice sînt în general mai predispuse la explozie de rocă decît rocile sedimentare. De asemenea, rocile mai silicioase și cele care conțin alte minerale tari aparțin categoriei predispuse la explozie de rocă, pe cînd carbonații și alte minerale „moi" sînt asociate categoriei fără explozii de rocă. Mărimea cristalelor este, de asemenea, un factor care intervine, întrucît în progresia de la grosier la granulație fină, la microcristalină, la sticloasă sau amorfă, roca tinde să devină mult mai dispusă la explozie de rocă.

Producerea exploziilor de rocă este determinată, de asemenea, și de caracteristicile geologice. Astfel, faliile și intruziunile magmatice pot cauza reduceri de rezistență în structura minei, ceea ce face posibilă creșterea probabilității de producere a exploziei de rocă în apropierea lor.

S-a arătat mai sus că în minele adînci în care se produc explozii de rocă, acestea încep să apară la adîncimi în jur de 600 m și mai mari. Întrucît condiția necesară pentru ca o explozie de rocă să se producă cere ca stresul în rocă să depășească rezistența acesteia, s-ar putea presupune că odată ce adîncimea critică a fost atinsă (adîncimea la care stresul este suficient pentru a cauza o explozie de rocă), orice creștere, în continuare, a adîncimii ar trebui să cauzeze o creștere rapidă a numărului și intensității exploziilor de rocă. După cum s-a arătat mai înainte, această presupunere nu a fost dovedită. Cu toate că numărul de explozii de rocă

Scanned with OKEN Scanner

și intensitatea lor ar trebui să crească cu adîncimea, există totuși mine în care se lucrează la adîncimi mai mari de 3 000 m și încă nu a fost atinsă acea adîncime critică. De aceea problema factorilor care afectează producerea exploziilor de rocă nu este încă bine elucidată. Se mai pune și problema cum variază acești factori cu adîncimea. Pentru a răspunde la această întrebare trebuie să se ia în considerare, mai întîi, factorii cei mai importanți, ca: lucrările miniere existente, geologia, proprietățile mecanice ale rocii și cîmpul de stres. Factorii geologici (numărul de falii, intruziunile magmatice etc.) variază mult de la o mină la alta și chiar în cadrul aceleiași mine. Nu s-a putut dovedi, totuși, că acești factori geologici se schimbă sistematic cu adîncimea într-un asemenea mod încît ei să afecteze atît de mult probabilitatea de producere a exploziilor de rocă.

Proprietățile mecanice ale rocilor variază, de asemenea, de la o mină la alta și în cadrul aceleiași mine, dar în general aceste proprietăți nu variază atît de sistematic cu adîncimea încît să crească probabilitatea de producere a exploziilor de rocă.

Producerea exploziilor de rocă poate fi strîns legată de cîmpul de stres. S-a arătat mai sus că există cazuri cînd explozii de rocă mici apar chiar la adîncimi de ordinul zecilor de metri și că singura explicație a acestora constă în faptul că ele sînt determinate de forțe orizontale mari de origine tectonică. Întrucît stresul orizontal dintr-un volum de rocă solicitată numai de propria ei greutate ar trebui să crească cu adîncimea mai repede decît într-un volum de rocă supusă la forțe tectonice orizontale mari, probabilitatea de producere a exploziilor de rocă ar trebui să crească mai puțin rapid în cel de-al doilea caz. De asemenea, în cazul în care cîmpul de stres tinde să devină, cu adîncimea, mult mai apropiat de cel litostatic, atît stresurile de forfecare, cît și concentrațiile de stres din subteran ar trebui să fie minimizate, ceea ce ar însemna o micșorare a probabilității producerii exploziilor de rocă la adîncime.

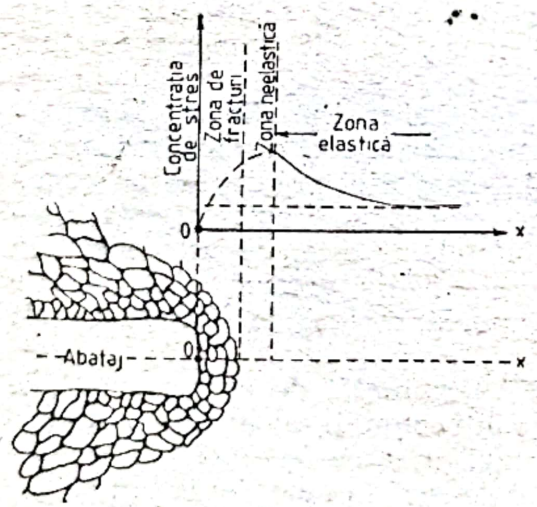


Fig. 7.1. Concentrația de stres în apropierea frontului de abataj.

Datorită excavației subterane, concentrația de stres care apare imediat în roca din vecinătatea deschiderii este redistribuită progresiv pe arii mari, reducîndu-se în acest fel concentrația maximă de stres. Întrucît deformările sînt cele mai mari în apropierea suprafeței deschiderii, concentrația maximă de stres, care inițial este la suprafață, se deplasează de la această limită (fig. 7.1). În rocile cvasivîscoelastice, cum este sarea gemă, această reajustare apare aproape imediat după ce deschiderea este excavată. Această reajustare are loc probabil mult mai lent în cazul rocilor tari, relativ casante, care sînt caracteristice minelor în care se produc explozii de rocă. Reajustarea de stres, care rezultă din deformările neelastice din zona concentrării de stres aflată în apropierea suprafeței deschiderilor, este factorul care are, probabil, rolul cel mai important în menținerea numărului de explozii de rocă în cadrul unor anumite limite.

Scanned with OKEN Scanner

Fracturile cauzate de împușcarea în subteran pot să se extindă în pereții unei galerii în săpare sau în abataj pe lungimi de mai mulți metri. Astfel, zona de fracturi și distribuția de stres din apropierea frontului de abataj pot avea forma reprezentată în figura 7.1. Zona de fracturi, acoperitoare unui abataj, este acționată, probabil, mai mult de gravitate decît de forțe cauzate de greutatea rocii acoperitoare. În roca fracturată dinaintea frontului de lucru apar deformări relativ mari, ceea ce face ca stresurile de compresiune și de forfecare din această zonă să fie reduse, de obicei, sub nivelul necesar producerii exploziei de rocă. De aceea, este mult mai probabil ca exploziile de rocă să apară în roca nefracturată dinaintea zonei de fracturi, și anume în (sau aproape de) punctul de stres maxim (fig. 7.1). Efectele exploziilor de rocă pot fi atenuate de zona de fracturi dinaintea frontului de lucru, datorită faptului că această zonă acționează ca un amortizor. În felul acesta, expulzarea violentă a rocii din zona exploziei de rocă poate fi mult restrînsă.

„Lovitura de mină" (sau „lovitura de rocă") este un șoc seismic puternic, care rezultă dintr-o dislocare sau o deplasare bruscă într-un punct oarecare din roca din vecinătatea unei deschideri subterane. Dislocarea poate fi o forfecare a unui strat acoperitor sau o deplasare de-a lungul unei falii existente. Din acest punct de vedere, lovitura de mină este asemănătoare cu cutremurele de pămînt tectonice.

Șocul seismic (lovitura de mină) poate să se manifeste ca un zgomot surd (înăbușit) sau ca un semnal ascuțit audibil, însoțit de o mișcare a terenului destul de puternică pentru a produce căderi de rocă (detașată parțial din alte cauze). Din cauza acestor căderi de rocă sau din cauza unor dislocări locale (produse tot de mișcarea puternică a terenului, generată de lovitura de mină), loviturile de mină sînt deseori identificate (în mod eronat) ca explozii de rocă.

Fenomenul (lovitura de mină) se poate produce și în minele de cărbuni, unde, probabil, își are originea (ca în minele cu roci tari) în dislocarea stratelor acoperitoare sau în mișcarea de-a lungul unei falii. Dislocațiile care apar în intercalațiile dintre strate, în minele de cărbuni, pot fi legate, ca și dislocația violentă a unui pilier, fie de lovituri de mină, fie de explozii de rocă („explozii de cărbuni").

Prin urmare, exploziile de rocă și loviturile de mină sînt fenomene distincte, primul fiind caracterizat de o dislocare (rupere) bruscă și violentă care apare pe sau în apropierea suprafeței rocii, în timp ce al doilea reprezintă o dislocare sau o mișcare în interiorul masei de rocă (de exemplu, de-a lungul unei falii).

O lovitură de mină produsă, să zicem, de o forfecare a unui strat acoperitor poate să transfere pilierilor sau altor părți ale structurii subterane o încărcare bruscă de mărime suficientă pentru a cauza o explozie de rocă. De asemenea, o explozie de rocă poate să înlăture susținerea de la roca înconjurătoare și să inducă o lovitură de mină.

O vedere actuală asupra genezei zguduiturilor seismice din mine (generate de exploziile de rocă, loviturile de mină și de simple prăbușiri de rocă) se bazează pe faptul că în terenul neafectat de lucrări miniere există discontinuități tectonice (falii, fisuri etc.) înconjurate de zone de mare stres tectonic. Ca urmare a exploatării miniere, stresul crește, ceea ce conduce la depășirea rezistenței rocilor și la producerea dislocărilor distructive. Mecanica materialului de rocă „distrusă" este determinată de ramura zisă „postcritică" a caracteristicii stres-deformare, în timp ce

Scanned with OKEN Scanner

mecanica rocilor care înconjoară zona „distrusă" este determinată de legea lui Hooke. Interacțiunea acestor două zone, ale căror caracteristici sînt diferite, condiționează stabilitatea seismică a terenului. Pierderea acestei stabilități conduce la un proces seismic reprezentat fie de o explozie de rocă, fie de o lovitură de mină sau de o simplă prăbușire de rocă.

Stabilitatea seismică a terenului (adică a sistemului zonă distrusă-zonă înconjurătoare) este condiționată de rigiditatea μ_p a rocilor din zona distrusă și de rigiditatea μ a rocilor înconjurătoare, precum și de dimensiunile și forma zonei de distrugere.

Din punctul de vedere al distrugerii mecanice a rocilor, pierderea stabilității are loc în cazul cînd modulul de deformare postcritic μ_p atinge valoarea modulului μ al rocilor care înconjoară zona de distrugere.

Un rol important în declanșarea exploziilor de rocă și a loviturilor de mină îl pot avea exploziile în rocă (împușcările) care au loc în lucrările miniere. Mecanismul acestei declanșări sau mecanismul prin care exploziile în rocă (în special cele cu încărcături mari) pot activa forțe tectonice (pot activa falii deja existente) este descris în subcapitolul 3.1. Descrierea făcută (vezi subcapitolul 3.1) se referă la procese la scară mai mare, însă nu există nici un impediment ca valabilitatea celor prezentate acolo să poată fi extrapolată la explozii de încărcături mai mici, întrucît și procesele seismice declanșate (în lucrările miniere) sînt de intensitate în general mai mică și se produc la distanțe mici și foarte mici față de exploziile în rocă (împușcările) care le declanșează.

Fiecare schimbare bruscă de stare de stres în roci face ca o parte din energia descărcată să fie emisă sub formă de unde seismice (longitudinale, transversale etc.). Undele care se propagă în lucrările miniere sînt de frecvență relativ mare și, de aceea, ele sînt percepute bine de oameni nu numai ca vibrații, ci și ca puternice semnale acustice (bubuit, vuiet). La suprafața terenului nu există decît vibrații de frecvențe ceva mai mici, percepute de oameni mai ales ca vibrații mecanice, fără efect acustic. Durata vibrațiilor depinde de energia seismului și de distanța față de locul unde acesta se produce. În comparație cu cutremurele de pămînt, durata vibrațiilor datorate seismelor „miniere", generate de exploziile de rocă și loviturile de mină, este sensibil mai scurtă. Aceste seisme sînt simțite de oameni într-un mod mai distinct, dar ele nu exercită o prea mare influență asupra construcțiilor de la suprafață.

Exploatarea minieră de suprafață poate induce, în anumite condiții, un tip deosebit de seismicitate. Exemple de acest gen sînt date de cutremurele din zona Belchatów (Polonia) (Gibowicz et al., 1981; Gibowicz et al., 1982) și din zona Wappingers Falls (S.U.A.) (Pomeroy et al., 1976).

Factorii direct responsabili de concentrarea de stres, în cazul cutremurelor din zona Belchatów, sînt reprezentați de îndepărtarea (prin operații de minerit) a stratului acoperitor și retragerea extensivă a apei freatice. Factorul indirect cel mai important, responsabil de producerea acestor evenimente seismice, este stresul tectonic preexistent.

Cutremurele din zona Wappingers Falls s-au produs în interiorul sau sub un bloc alohton de calcare dolomitice, care a fost extensiv exploatat prin lucrări în carieră. Dovezile disponibile (care includ istoria seismică anterioară, localizări, soluții de mecanism etc.) arată că cutremurele din această zonă sînt declanșate de descărcarea crustală asociată cu operații de carieră, în prezența unui stres compresiv orizontal.

Scanned with OKEN Scanner

Mecanismul de producere al seismelor de tipul celor din zonele Belchatów și Wappingers Falls este foarte asemănător cu acela al cutremurelor de pămînt tectonice. Ele sînt, de fapt, niște cutremure tectonice (care, pînă în prezent, nu au depășit magnitudinea 5), declanșate de factori legați de operații miniere de suprafață.

7.2. Energia seismică generată de exploziile de rocă

Din literatura de specialitate privind exploziile de rocă se constată că unii dintre cercetători au estimat energia emisă de acestea fără să dea o bază pentru deducerea unei formule de calcul. În articolele de specialitate se consideră că principala sursă de energie seismică emisă de o explozie de rocă este energia de deformare acumulată în rocă înainte ca ea să fie fracturată. *Weiss* (1945) a sugerat că sursa de energie seismică este în roca solidă din vecinătatea deschiderii miniere. *Black* și *Starfield* (1964) au dat o soluție teoretică pentru energia de deformare într-o placă stresată, cu și fără gaură circulară. *Press* și *Archambeau* (1962) au dat soluția teoretică pentru energia seismică emisă cînd o cavitate sferică este creată în roca supusă la un cîmp de stres tridimensional. *Duvall* și *Stephenson* (1965) au dedus formula de calcul al lucrului mecanic dat de cîmpul de stres aplicat, cînd o cavitate cilindrică sau sferică este lărgită brusc. Întrucît lucrarea lui *Duvall* și *Stephenson* (1965) este de bază în înțelegerea sursei de energie seismică emisă de exploziile de rocă, prezentăm mai jos partea principală a rezolvării date de cei doi cercetători.

Stresurile din jurul unei cavități sferice de rază a (într-o masă infinită de rocă elastică), supusă la stresul uniform (hidrostatic) S în direcție radială, la o distanță mare r de origine, au forma:

$$\sigma_r = -S\left(1-\frac{a^3}{r^3}\right);\ \sigma_\theta = \sigma_\Phi = -S\left(1+\frac{a^3}{2r^3}\right) \tag{7.3}$$

$$\tau_{r\theta} = \tau_{\theta\Phi} = \tau_{\Phi r} = 0,$$

unde r, θ și Φ sînt coordonatele sferice.

Datorită simetriei sferice, toate deplasările sînt radiale. Din ecuațiile legii lui Hooke și din relația deformare-deplasare, în coordonate sferice, rezultă:

$$\frac{\partial U_r}{\partial r} = \frac{1}{Y}\left[\sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_\Phi)\right], \tag{7.4}$$

unde u_r este deplasarea radială; ν — coeficientul Poisson; Y — modulul lui Young.

Substituind ecuațiile (7.3) și (7.4) și integrînd, se obține

$$u_r = -\frac{S}{Y}\left[(1-2\nu)r + (1+\nu)\frac{a^3}{2r^2}\right] \tag{7.5}$$

Se știe că energia de deformare pe unitatea de volum are expresia generală (dedusă din ecuația 1.204, ținîndu-se seama de legea lui Hooke):

$$W_0 = \frac{1}{2Y}(\sigma_x^2+\sigma_y^2+\sigma_z^2) - \frac{\nu}{Y}(\sigma_x\sigma_y+\sigma_y\sigma_z+\sigma_z\sigma_x) +$$

$$+ \frac{1}{2\mu}(\tau_{xy}^2+\tau_{yz}^2+\tau_{zx}^2), \tag{7.6}$$

Scanned with OKEN Scanner

în care σ_x, σ_y, σ_z sînt stresurile normale; τ_{xy}, τ_{yz} și τ_{zx} — cele tangențiale; μ — modulul de rigiditate.

Ținînd seama de (7.3), relația (7.6) devine

$$W_a = \frac{3S^2}{2Y}\left[(1-2\nu)+(1+\nu)\frac{a^6}{2r^6}\right], \tag{7.7}$$

care exprimă energia de deformare pe unitatea de volum, în roca din vecinătatea cavității de rază a.

Dacă raza cavității este schimbată de la a la c (unde $c>a$), energia de deformare pe unitatea de volum, la o distanță r, se schimbă, iar noua valoare este dată de relația

$$W_c = \frac{3S^2}{2Y}\left[(1-2\nu)+(1+\nu)\frac{c^6}{2r^6}\right] \tag{7.8}$$

Rezultă că, datorită creșterii razei cavității de la a la c, creșterea energiei de deformare pe unitatea de volum, la o distanță $r \geqslant c$, este

$$W_c - W_a = \frac{3S^2}{4Y}(1-\nu)\left(\frac{c^6-a^6}{r^6}\right) \tag{7.9}$$

Creșterea energiei de deformare într-un strat sferic de grosime dr este

$$4\pi r^2(W_c - W_a)dr$$

Prin urmare, creșterea totală (ΔW_{cR}) în energia de deformare, în mediul de la raza c la o rază mare R, este

$$\Delta W_{cR} = \int_c^R 4\pi r^2(W_c - W_a)dr \tag{7.10}$$

Substituind pe (7.9) în (7.10) și integrînd, se obține

$$\Delta W_{cR} = \frac{\pi S^2(1+\nu)(c^6-a^6)}{Y}\left(\frac{1}{c^3}-\frac{1}{R^3}\right) \tag{7.11}$$

Pentru $R \gg c > a$, rezultă

$$\Delta W_{cR} = \frac{3}{4}\frac{S^2(1+\nu)}{Y}\left(1+\frac{a^3}{c^3}\right)V_{ac}, \tag{7.12}$$

unde V_{ac} este volumul de material îndepărtat cînd raza cavității este schimbată de la a la c.

Deci, datorită înlăturării unui volum V_{ac} de material, energia de deformare din mediul din vecinătatea cavității a crescut cu mărimea ΔW_{cR}. Prin urmare, mediul din vecinătatea cavității a făcut un lucru mecanic asupra ei datorită aplicării unui cîmp de stres. Mărimea acestui lucru mecanic poate fi calculată pentru orice suprafață sferică de rază R. Forța radială totală care acționează pe această suprafață este $4\pi R^2\sigma_r$, unde σ_r este dat de prima relație din (7.3), considerînd $r=R$. Lucrul mecanic făcut de această forță este

$$\Delta W_{ac} = \int_a^c 4\pi R^2\sigma_r du_r, \tag{7.13}$$

unde du_r este deplasarea care are loc cînd raza cavității se schimbă de la a la c. Deplasarea du_r poate fi obținută prin diferențierea ecuației (7.5), adică

$$du_r = \frac{-3S(1+\nu)a^3}{2YR^2}da \tag{7.14}$$

Substituind ecuația (7.14) și prima ecuație din (7.3) în ecuația (7.13), rezultă:

$$\Delta W_{at}=\frac{6\pi S^2(1+\nu)}{Y}\int_a^c\left(a^2-\frac{a^5}{R^3}\right)da \qquad (7.15)$$

După integrare se obține

$$\Delta W_{ac}=\frac{6\pi S^2(1+\nu)}{Y}\left(\frac{c^3-a^3}{3}-\frac{c^6-a^6}{6R^3}\right) \qquad (7.16)$$

Dacă $R \gg c$, (7.16) devine

$$\Delta W_{ac}=\frac{3}{2}\frac{S^2(1+\nu)}{Y}V_{ac} \qquad (7.17)$$

Relația (7.17) exprimă lucrul mecanic făcut de cîmpul de stres aplicat la o distanță (rază) R, cînd raza cavității este schimbată de la a la c, iar relația (7.12) dă creșterea în energia de deformare totală din roca de la $r=c$ la $r=R$. Diferența dintre aceste două valori este mărimea energiei seismice E_s eliberate. Adică

$$E_s=\Delta W_{ac}-\Delta W_{cR}=\frac{3}{4}\frac{S^2(1+\nu)}{Y}V_{ac}\left(1-\frac{a^3}{c^3}\right) \qquad (7.18)$$

Dacă $c \gg a$, sau dacă $a=0$, rezultă

$$E_s=\frac{3}{4}\frac{S^2(1+\nu)V_{ac}}{Y}=\frac{3}{8}\frac{S^2V_{ac}}{\mu} \qquad (7.19)$$

Expresia $1-a^3/c^3$ din relația (7.18) este un mic factor de corecție care reprezintă o consecință a considerării cavității sferice finite ca punct de plecare. Dacă c devine mult mai mare decît a, acest factor de corecție tinde către 1.

Printr-o metodă asemănătoare cu cea de sus, a fost dedusă (Duvall și Stephenson, 1965) următoarea expresie a energiei seismice eliberate de explozia de rocă în cazul unui tunel circular într-un cîmp de stres:

$$E_s=\frac{1}{2}\frac{S^2V_{ac}}{\mu} \qquad (7.20)$$

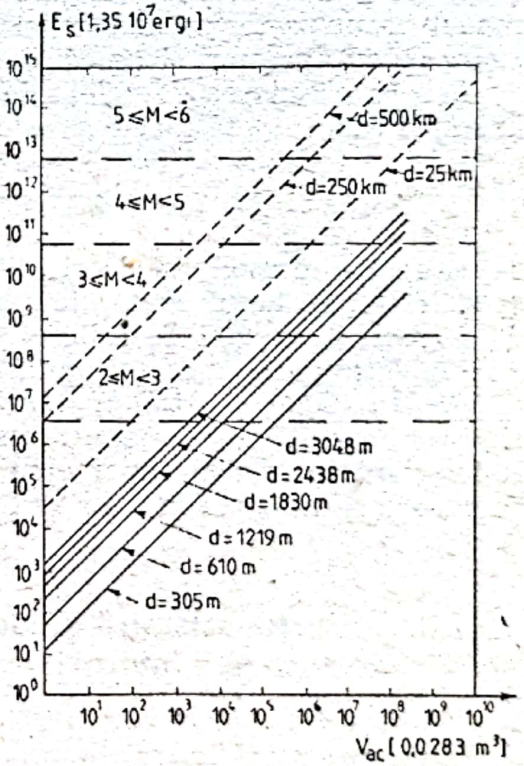


Fig. 7.2. Energia seismică în funcție de adîncimea și volumul de rocă ruptă.

Se observă că relațiile (7.19) și (7.20) diferă numai prin factorii numerici de 1/2 și 3/8. Diferența dintre aceștia este practic neglijabilă dacă ținem seama de ordinul de mărime al energiilor seismice eliberate de exploziile de rocă. Se poate considera, deci, că forma limitei exterioare a deschiderii are un efect mic asupra energiei seismice eliberate în timpul unei explozii de rocă.

În figura 7.2 este reprezentată relația (7.19) în coordonate bilogaritmice. Cele șase linii pline înclinate din partea de jos a graficului exprimă relația dintre energia seismică E_s și volumul de rocă ruptă V_{ac}, pentru

Scanned with OKEN Scanner

diferite adîncimi d întîlnite în minerit. Liniile întrerupte din figura 7.2 reprezintă cutremurele tectonice superficiale, intermediare și adînci.

Cu ajutorul următoarei formule date de *Gutenberg* și *Richter*

$$\log E_s(erg) = 9{,}4 + 2{,}14\, M \qquad (7.21)$$

a fost calculată energia seismică E_s pentru cutremure de pămînt de magnitudini $M=2$; 3; 4; 5 și 6. Liniile orizontale din figura 7.2 reprezintă energiile corespunzătoare acestor magnitudini.

Se observă din figura 7.2 că exploziile de rocă ce eliberează stresul din volume de rocă cuprinse între 10^2 m^3 și 10^6 m^3 pot corespunde (în funcție de volumul de rocă ruptă și de adîncimea d) la cutremure de pămînt de magnitudini aflate aproximativ în intervalul 2—4. Ținînd seamă de distanțele mici la care se lucrează în subteran față de hipocentrele unor asemenea seisme, se poate spune că exploziile de rocă, care eliberează energii corespunzătoare unor magnitudini $M=3$—4, reprezintă niște cutremure relativ puternice.

McGarr (1971, a) consideră că seismele miniere sînt, din punct de vedere fizic, foarte asemănătoare cu cutremurele de pămînt. Aceasta sugerează un mecanism asemănător (pentru seismele miniere) cu acela al cutremurelor de pămînt, și anume rupere de forfecare de-a lungul unui plan. De aceea, *McGarr* propune pentru mecanismul acestor seisme un model bazat pe teoria dislocației și indică modelul dat de *Droste* și *Teisseyre* (1960), precum și pe cel dat de el însuși (McGarr, 1971, b).

Pentru estimarea energiei eliberate de aceste seisme, *McGarr* (1971, a) propune relația dată tot de *Droste* și *Teisseyre* (1960):

$$E = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)}\left[\ln\frac{L}{r_0} - \frac{1}{2}\right]\lambda b^2,$$

în care: μ este modulul de rigiditate; ν — coeficientul Poisson; L — distanța față de planul abatajului, la care dislocația începe să se accelereze; r_0 — raza suprafeței de faliere; b — modulul vectorului Burgers (mărimea dislocației în sursa seismului).

Spottiswoode și *McGarr* (1975) propun pentru calculul parametrilor fizici și geometrici (momentul seismic, căderea de stres, raza suprafeței de faliere, mărimea dislocației etc.) ai focarelor seismelor miniere aceleași metode și formule ca în cazul cutremurelor de pămînt.

7.3. Detecția seismică și localizarea exploziilor de rocă și a loviturilor de mină

La fiecare mină în care se produc explozii de rocă sau lovituri de mină este necesar să se țină o evidență exactă și cu multe detalii a acestor fenomene. Este necesar, de asemenea, ca pentru fiecare explozie de rocă sau lovitură de mină produsă să se noteze: timpul; locul de apariție (coordonatele spațiale, cota, numărul de abataj etc.); intensitatea în mină și la suprafața pămîntului; zgomotul sonor, cantitatea de rocă ruptă; mărimea ariei afectate; violența (gradul de deplasare sau aruncare a rocii rupte) și date asupra metodei de minerit și configurației abatajului.

Toate aceste date sînt utile la reconstituirea istoriei proceselor seismice în fiecare mină în care se produc aceste fenomene, întrucît se pot

Scanned with OKEN Scanner

face unele extrapolări în viitor sau pot fi luate unele măsuri de prevenire a acestor procese.

Această evidență are însă multe limitări, întrucît ea trebuie făcută continuuu (24 ore/zi) și știm că există intervale de timp cînd nu sînt oameni în zonele de lucru. De asemenea, este dificil să se stabilească locul de producere sau intensitatea acestor procese cînd ele au loc în zone inaccesibile. În plus, datele pot fi afectate de un oarecare subiectivism. Trebuie subliniat de asemenea faptul că această evidență poate fi făcută relativ ușor (cu limitările arătate) pentru exploziile de rocă, însă pentru loviturile de mină ea este mult mai dificil de realizat, de multe ori chiar imposibilă.

Ținînd seamă de cele arătate mai sus, este mult mai indicată culegerea de date cu ajutorul aparaturii seismice. La unele mine au fost instalate seismografe fie în subsol, fie la suprafață, fie în ambele părți. Pe baza înregistrărilor cu ajutorul seismografelor poate fi determinată distribuția pe perioade de timp mai lungi sau mai scurte a proceselor seismice cercetate (exploziile de rocă sau loviturile de mină), precum și intensitatea sau violența lor.

Numărul de evenimente seismice înregistrate depășește, de obicei cu mult, numărul celor identificate. Diferența dintre aceste două numere reprezintă explozii de rocă de prea mică intensitate pentru a putea fi identificate de mineri, explozii de rocă ce apar în zone îndepărtate sau inaccesibile și lovituri de mină. Adesea este dificil să se stabilească, fie din efectele seismice, fie din manifestările sonore, ce mecanism de rupere este asociat cu un eveniment.

Pentru înregistrarea în condiții mai bune a evenimentelor seismice din mine, se folosește o aparatură specială care conține geofoane, amplificatoare, un înregistrator și, uneori, un analizor de impulsuri. Geofoanele sînt de tip electrodinamic sau piezoelectric, sînt etanșe și rezistente la șocuri, iar caracteristica lor de frecvență se situează într-un domeniu relativ larg (50—4 500 Hz). Amplificatoarele au un coeficient mare de amplificare și o bandă largă de trecere (70—8 000 Hz). Uneori se folosește un preamplificator și un amplificator de putere (Șamina, 1956). Înregistrarea se face fie pe hîrtie sensibilă, fie pe bandă magnetică. Analizorul de impulsuri realizează numărarea acestora și analiza lor de frecvență.

Menționăm că această aparatură înregistrează nu numai exploziile de rocă și loviturile de mină, ci toate evenimentele seismice care au loc în mină și, evident, a căror intensitate nu este mai mică decît limita inferioară a gamei dinamice a aparaturii. Ne referim în special la faptul că această aparatură înregistrează și activitatea microseismică (numeroasele evenimente seismice de intensități slabe în general) care precede șocurile seismice puternice reprezentate de explozii de rocă sau lovituri de mină (vezi subcapitolul 7.4).

În vederea eliminării influențelor parazite, se recomandă ca găurile în care se amplasează geofoanele să fie burate cu un material izolator fonic, iar cablurile de legătură să fie ecranate și bine izolate.

Acest tip de aparatură, pe lîngă alte avantaje față de seismografe, permite ca semnalele recepționate de geofoane să fie transmise prin cabluri lungi (chiar de ordinul miilor de metri). De aceea, geofoanele pot fi amplasate în zonele predispuse la explozii de rocă sau lovituri de mină, zone care, odată cu avansarea exploatării, pot deveni riscante și inaccesibile. Pe baza înregistrărilor realizate cu ajutorul unei rețele de geofoane pot fi localizate, prin diferite metode, hipocentrele exploziilor de rocă sau ale

Scanned with OKEN Scanner

loviturilor de mină. Una dintre acestea este metoda comparației amplitudinii. Pentru aplicarea ei se folosesc înregistrările de la mai multe geofoane amplasate în puncte fixe, în vecinătatea zonei sau zonelor suspectate. Se folosește un sistem de înregistrare care realizează integrarea pulsurilor seismice, astfel încît ele apar pe banda de înregistrare sub forma unor impulsuri foarte scurte (fig. 7.3). Evident, amplitudinea acestor im-

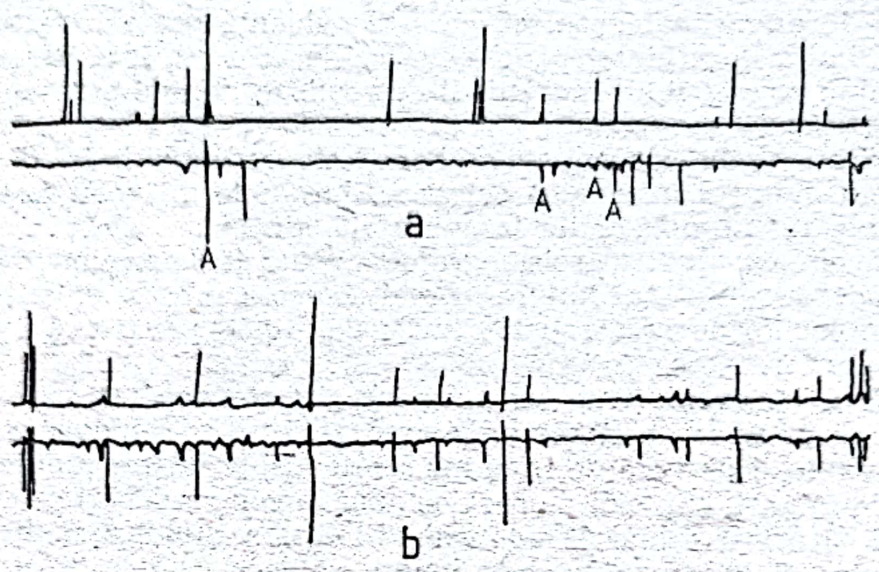


Fig. 7.3. Înregistrare de la două geofoane:
a — care arată cîteva coincidențe (notate cu *A*); *b* — din aceeași gaură de testare (se observă coincidența aproape completă).

pulsuri este aproximativ proporțională cu amplitudinea pulsului seismic. Întrucît intensitatea unui impuls seismic descrește cu distanța față de hipocentru, rezultă că, prin compararea amplitudinilor înregistrate de mai multe geofoane, de la un șoc seismic dat, poate fi stabilit geofonul cel mai apropiat de hipocentrul șocului seismic (explozia de rocă sau lovitura de mină). În acest mod se determină vecinătatea zonei în care s-a produs șocul seismic respectiv.

Un puls de înaltă intensitate, generat de un șoc seismic, va fi recepționat atît de geofoanele apropiate, cît și de cele depărtate de hipocentru, iar înregistrarea unui astfel de puls este denumită *coincidență* (fig. 7.3). Dacă pulsul seismic este de slabă intensitate, el nu va fi detectat de geofoanele depărtate și înregistrarea unui astfel de eveniment este denumită *necoincidență*. Analiza înregistrărilor coincidente și necoincidente de la o zonă generatoare de unde seismice este de asemenea folositoare în delimitarea acestei zone.

Localizarea exploziilor de rocă sau a loviturilor de mină poate fi mai precis făcută folosind *metoda diferențelor timpilor de parcurs*. Aplicarea acestei metode impune folosirea unui sistem de înregistrare care să permită citirea timpilor, iar viteza de înregistrare trebuie să fie suficient de mare încît să poată fi citite diferențe de timp de ordinul milisecundelor. Geofoanele sînt amplasate în diferite puncte fixe. Dacă variațiile de viteză de propagare a undelor nu sînt prea mari, geofonul cel mai apropiat de sursa seismică (explozia de rocă sau lovitura de mină) va recepționa primul pulsul seismic, al doilea geofon va recepționa al doilea pulsul și așa mai departe. Determinarea diferenței de timp dintre sosirea pulsului seis-

Scanned with OKEN Scanner

mic la primul și la al doilea geofon, a diferenței de timp dintre primul și al treilea geofon și așa mai departe face posibilă localizarea în spațiu a sursei seismice respective. Deși soluția generală a problemei localizării sursei seismice în spațiu pe baza diferențelor de timp nu este prea simplă din punct de vedere matematic, în practică problema poate deveni relativ simplă, dacă se procedează în modul arătat în cele ce urmează.

Să considerăm două geofoane G_0 și G_1 localizate pe axa X, la $x=0$ și $x=d_1$ (fig. 7.4), cu G_0 mai apropiat de sursa seismică din $P(x, y, z)$. Să notăm cu p_0 distanța de la P la G_0 și cu t_0 timpul pentru ca unda seismică (pulsul) să se propage din P în G_0. Presupunînd o viteză de propagare constantă, V, distanța de la P la G_0 este

$$p_0=Vt_0=(x^2+y^2+z^2)^{1/2}, \qquad (7.22)$$

Notînd cu t_1 timpul pentru ca unda să se propage de la P la G_1, putem scrie

$$p_1+p_0=Vt_1=[(x+d_1)^2+y^2+z^2]^{1/2}, \qquad (7.23)$$

în care p_0+p_1 este distanța de la P la G_1.

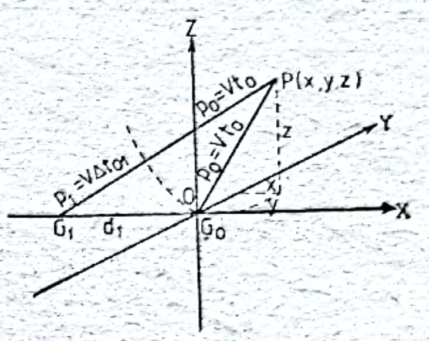


Fig. 7.4. Schiță explicativă pentru relațiile (7.22)—(7.25).

Din (7.22) și (7.23) se obține

$$p_1=V\Delta t_{01} \qquad (7.24)$$

unde $\Delta t_{01}=t_1-t_0$ este diferența dintre timpii de parcurs ai undei la geofoanele G_1 și G_0.

Eliminînd pe p_0 și p_1 din ecuațiile (7.22)—(7.24) și regrupînd termenii, rezultă

$$\frac{(2x+d_1)^2}{V^2\Delta t_{01}^2}-\frac{4y^2}{d_1^2-V^2\Delta t_{01}^2}-\frac{4z^2}{d_1^2+V^2\Delta t_{01}^2}=1 \qquad (7.25)$$

Evident, punctul care reprezintă sursa seismică trebuie să se afle pe hiperboloidul de revoluție exprimat de ecuația (7.25). Deși această constatare nu rezolvă practic problema, ea indică, totuși, calea care trebuie urmată.

Dacă sînt luate în considerare trei geofoane, pot fi măsurate două diferențe de timpi de parcurs și, implicit, pot fi obținuți doi hiperboloizi de revoluție, a căror intersecție dă o linie în spațiu. Punctul care reprezintă sursa seismică trebuie să se afle pe această linie. Evident, dacă sînt luate în considerare patru geofoane (fig. 7.5), pot fi obținuți trei hiperboloizi de revoluție, a căror intersecție va da punctul din spațiu care reprezintă sursa seismică (hipocentrul exploziei de rocă sau loviturii de mină). Cu toate că acest rezultat are importanță practică, determinarea prin calcul a coordonatelor punctului P din cele trei măsurători de diferențe de timp de parcurs este prea laborioasă. Folosirea calculatorului electronic face ca metoda să nu necesite mult timp de calcul.

În lipsa calculatorului electronic, se poate apela la un procedeu simplu care folosește un „dispozitiv" ca cel schițat în figura 7.6, denumit „model de sfoară" (string model). Fie lungimea sforii de la G_0 la $P(x, y, z)$ o lungime nespecificată p_0; din G_1 la $P(x, y, z)$ fie $p_0+|\Delta t_{01}$; de la G_2 la $P(x, y, z)$ fie $p_0+V\Delta t_{02}$ și din G_3 la $P(x, y, z)$ fie $p_0+V\Delta t_{03}$. Dacă p_0 este astfel ales încît capetele sforilor, cînd sînt întinse, să se întîlnească într-un punct

comun, acel punct este $P(x, y, z)$, care reprezintă sursa seismică. Acest procedeu permite determinarea hipocentrelor exploziilor de rocă cu erori de ± 5 m (Obert și Duvall, 1967).

Cook (1963) a folosit metoda diferențelor timpilor de parcurs la localizarea hipocentrelor exploziilor de rocă din mina adîncă din Witwatersrand. Pentru aceasta, a amplasat opt seismometre în vecinătatea zonei predispuse la explozie de rocă. A măsurat diferențele de timp în modul de-

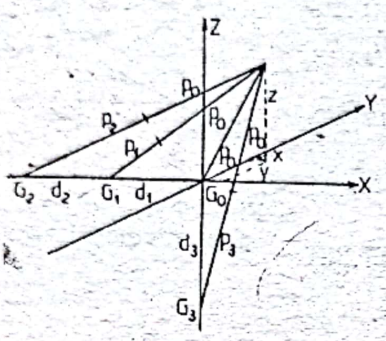


Fig. 7.5. Schiță explicativă pentru o metodă de localizare a exploziilor de rocă sau a loviturilor de mină.

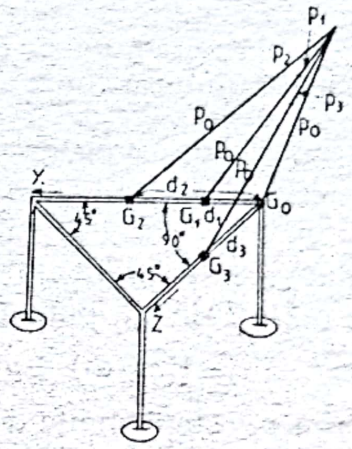


Fig. 7.6. „Dispozitiv" pentru localizarea exploziilor de rocă și a loviturilor de mină.

scris mai sus și a determinat focarele exploziilor de rocă folosind un „dispozitiv" de tipul celui schițat în figura 7.6.

Metoda diferențelor timpilor de parcurs este potrivită mai ales pentru exploziile de rocă, întrucît energia seismică emisă de acestea este mare, adică intensitatea undelor seismice generate este puternică.

7.4. Predicția exploziilor de rocă și a loviturilor de mină

Din cele prezentate mai sus rezultă clar necesitatea efectuării de cercetări pentru predicția proceselor seismice puternice care au loc în unele mine. Pentru aceasta, s-a apelat la diferite procedee de predicție și la diferiți factori precursori posibili. Unul din aceste procedee implică măsurarea repetată a stresului în diferite puncte din zona suspectată. Cînd stresul se apropie de rezistența rocii, devine foarte probabilă producerea unei explozii de rocă. Aplicarea acestui procedeu este limitată de dificultățile care apar la executarea determinărilor repetate in situ de stres și de rezistență a rocii. Totuși, în prezent, s-a ajuns, în unele țări, la o tehnică eficientă de predicție și prevenire a prăbușirilor de rocă din lucrările subterane pe baza măsurătorilor permanente ale stării de stres și ale altor cîmpuri geofizice în zonele de interes.

Zgomotele audibile ale rocii sînt în general interpretate de oamenii care lucrează în subteran ca o avertizare a pericolului producerii unei

ruperi a rocii. Înainte de a fi auzite zgomote, există, de obicei, o perioadă mai lungă de timp în care sînt generate zgomote subaudibile în roca aflată în cîmpul de stres. Aceste zgomote subaudibile sînt reprezentate de impulsuri seismice de durată scurtă și de amplitudine foarte mică. Ele pot fi detectate cu ajutorul unui geofon sensibil, un amplificator și căști, sau se pot folosi echipamente de înregistrare mai complicate (vezi subcapitolul 7.3).

În practică există două căi de delimitare a zonelor de instabilitate, de fisurare a rocilor, adică a zonelor generatoare de zgomote (impulsuri seismice) premergătoare exploziilor de rocă, loviturilor de mină sau simplelor prăbușiri de rocă. În prima, denumită *metoda de probare*, este deplasat un geofon din punct în punct, în zona suspectată, iar rata microseismică este fie observată auditiv (cu căști), fie înregistrată. Întrucît intensitatea unui impuls seismic descrește cu distanța față de sursă, la o anumită distanță ea va deveni prea mică pentru ca impulsul să fie detectat. Astfel, rata microseismică (numărul de impulsuri pe unitatea de timp) descrește cu distanța de la centrul zonei generatoare de impulsuri seismice. În cele mai multe zone stabile, rata microseismică este zero; deci orice volum de rocă instabilă, care generează zgomot, este de obicei ușor de localizat.

A doua cale de delimitare a zonelor generatoare de zgomot (zone probabil generatoare de explozii de rocă sau lovituri de mină) este reprezentată de metoda comparației amplitudinii. Modul de aplicare a acestei metode, descris în subcapitolul 7.3, este valabil și în cazul de față.

Datele de laborator au arătat că aceste impulsuri microseismice apar datorită supunerii probelor de rocă la un stres compresiv și că rata microseismică crește cu stresul compresiv. Se presupune că impulsurile microseismice generate în laborator rezultă din ruperea legăturilor dintre cristale sau, probabil, chiar din ruperea cristalelor.

Cercetările de laborator au urmărit în special stabilirea evoluției în timp a caracteristicilor impulsurilor seismice generate de o probă de rocă supusă unui stres compresiv pînă la sfărîmarea probei. Rezultatele obținute în diferite lucrări (citate de Constantinescu et al., 1979) sînt asemănătoare și arată că momentul ruperii (sfărîmării) probei de rocă este precedat de o creștere considerabilă a ratei microseismice și a intensității impulsurilor seismice respective. În unele cazuri, cu puțin timp înainte de sfărîmarea rocii, se observă o atenuare a ratei microseismice. S-a arătat, de asemenea, că pe măsură ce încărcarea (stresarea) probei crește, spectrul impulsurilor generate se deplasează spre frecvențe joase (de la aproximativ 2 400 Hz la circa 1 500 Hz).

Condițiile într-o mină diferă însă foarte mult de condițiile de laborator, întrucît timpul de solicitare a rocii și volumul de rocă sînt mult mai mari, iar pe lîngă stresul de compresiune acționează și stresuri de întindere și forfecare. Impulsurile seismice din mină pot fi cauzate și de mișcarea de-a lungul fracturilor sau interfețelor de îmbinare. Totuși, rezultatele obținute în teren, chiar dacă nu au confirmat pe deplin pe cele de laborator, au arătat că într-adevăr fluctuațiile ratei microseismice pot fi considerate un precursor al proceselor seismice puternice din mine. Astfel, într-o mină de cărbune s-a excavat treptat o cameră de exploatare pînă la prăbușirea tavanului. Rezultatele obținute (Brandy, 1974) în această experiență și reprezentate în figura 7.7, demonstrează o creștere mare a ratei microseismice pe măsură ce dimensiunile camerei cresc. Șocul seismic principal, reprezentat de prăbușirea tavanului, a avut loc la 10—

Scanned with OKEN Scanner

15 min după momentul în care rata microseismică a atins valoarea maximă. În acest caz (fig. 7.7) se observă o atenuare a ratei microseismice cu puțin timp înainte de producerea prăbușirii.

Faptul că impulsurile microseismice sînt generate în roca sub stres și că rata microseismică crește încît ruperea devine iminentă reprezintă o bază pentru detectarea zonelor de pericol seismic și, implicit, o bază pentru predicția evenimentelor seismice puternice din mină.

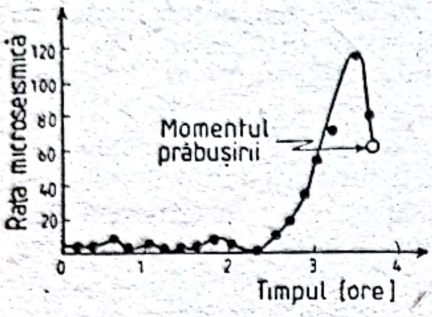


Fig. 7.7. Variația ratei microseismice (cu timpul) cauzată de lărgirea treptată a unei camere de exploatare într-o mină de cărbune.

Impulsurile microseismice sînt generate la momente de timp întîmplătoare și au intensități întîmplătoare. De altfel, ele sînt o indicație a ruperii rocii, ceea ce face ca mărimea ratei microseismice să reprezinte un criteriu calitativ de rupere. Rata microseismică generată în probe de laborator variază cu compoziția minerală a rocii, mărimea cristalelor, tipul de legătură între cristale și cu alți factori. În condiții de teren, în particular în mină, rata microseismică este afectată și de prezența interfețelor de îmbinare, de gradul de fracturare și de alte „defecte" de origine geologică. Deci metoda microseismică de detectare a zonelor de pericol seismic și de predicție a evenimentelor seismice puternice din mine nu este o metodă cantitativă.

Din cele prezentate rezultă că rata microseismică și intensitatea impulsurilor seismice generate depind de amploarea fenomenului de fisurare din roci și de compoziția și structura rocii. Aceasta face ca metoda microseismică să poată fi folosită la predicția exploziilor de rocă, a loviturilor de mină și a simplelor prăbușiri de rocă ce pot avea loc în mină. Această metodă are avantajul că mărimea măsurată (rata microseismică) este ea însăși legată, cel puțin calitativ, de iminența ruperii. În principiu, interpretarea rezultatelor aplicării acestei metode nu este dificilă, întrucît rata microseismică în roca stabilă este foarte joasă, în timp ce în roca aproape de rupere această rată poate să fie de 10 pînă la 100 de ori mai mare.

Într-un studiu făcut într-o mină adîncă de cupru din Michigan, pentru o perioadă de 40 de zile, s-a găsit (Obert și Duvall, 1967) că rata microseismică variază între limite largi, ceea ce arată că stresul în rocă suferă o reajustare aproape continuă, cu apariție de valori maxime de stres la fiecare cîteva zile (fig. 7.8). Mărimea ratei microseismice nu a fost ea însăși o bază satisfăcătoare pentru prezicerea exploziilor de rocă, probabil din cauză că această rată depinde nu numai de intensitatea stresului, ci și de distanța dintre centrul zonei de stres și geofoane. În interiorul zonei cercetate pot apare, în mod sporadic, porțiuni de stres înalt, care apoi se micșorează fie prin reajustare gradată, fie prin explozie de rocă, transferînd astfel sarcina (stresul) unui alt punct. Aceasta face mai puțin precisă predicția bazată pe variația în timp a ratei microseismice. Totuși, s-a constatat că cele mai multe explozii de rocă au fost precedate de mari creșteri ale ratei microseismice. S-a putut stabili chiar și un criteriu (pentru acea zonă cercetată), și anume: dacă rata microseismică a crescut de două ori sau mai mult, într-un interval de timp care nu depășește 24 ore, explozia de rocă devine iminentă. Dacă după o astfel de creștere rata microseismică mai continuă să crească, posibilitatea unei explozii de rocă con-

Scanned with OKEN Scanner

tinuă să persiste. Pe baza acestui criteriu a posteriori, ar fi fost făcute, în cele 40 de zile (fig. 7.8) 14 predicții (din care 9 ar fi fost urmate de explozii de rocă în cadrul unei perioade de 12 ore și 5 nu ar fi fost urmate de explozii de rocă), iar 2 explozii de rocă nu ar fi fost prezise (ambele s-au produs în aceeași zi).

Pentru a lua în considerare cît mai mulți parametri ai activității microseismice, se apelează la urmărirea variației în timp a puterii și a spectru-

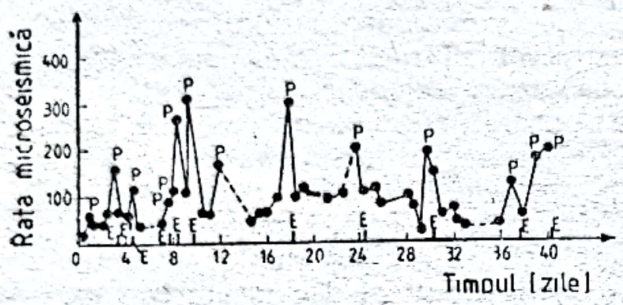


Fig. 7.8. Postpredicția (*P*) unor explozii de rocă prin metoda microseismică.

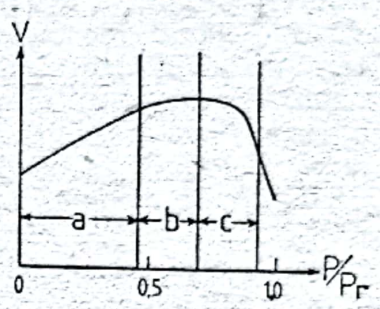


Fig. 7.9. Dependența vitezei de propagare de stresul de compresiune.

lui de frecvență al impulsurilor seismice. Estimarea puterii se face prin înmulțirea numărului de impulsuri pe unitatea de timp cu pătratul amplitudinilor medii. Pentru studiul spectral, se determină spectrele medii pe fiecare unitate de timp și se urmărește variația în timp a acestui spectru mediu.

Faptul că creșterea stresului, care acționează asupra rocilor, determină o creștere a modulului lor de elasticitate, deci și o creștere a vitezei de propagare a undelor seismice, a sugerat un procedeu de predicție a cutremurelor de pămînt în general (în cazul de față, a evenimentelor seismice puternice care pot avea loc în unele mine). Pentru a ilustra această dependență, prezentăm în figura 7.9 un grafic de variație a vitezei de propagare în funcție de raportul între stresul de compresiune aplicat probei în laborator (*P*) și stresul de compresiune la care a avut loc ruperea probei (P_r). La început (fig. 7.9, *zona a*), viteza crește rapid, apoi lent (*zona b*) și în ultima parte (*zona c*) are loc o menținere aproape constantă a vitezei, după care o descreștere lentă și, apoi, o scădere bruscă.

Au fost făcute, de asemenea, studii ale variației derivatei vitezei de propagare în raport cu timpul (dV/dt), iar această variație a fost corelată cu aceea a activității microseismice. S-a observat că variațiile bruște ale derivatei vitezei coincid cu maximele activității microseimice (Vinogradov și Miacikin, 1966). Întrucît variația derivatei vitezei este asemănătoare cu variația derivatei stresului de compresiune, rezultă că activitatea microseismică este legată nu atît de valoarea absolută a stresului de compresiune, cît de viteza de variație a acestui stres. Adică numai variațiile bruște de stres determină o creștere substanțială a ratei microseismice. Aceste constatări, făcute în urma cercetărilor de laborator, au fost confirmate de studii executate în teren (Brandy, 1974).

Pentru determinarea variației vitezei de propagare a undelor seismice în roci, în condiții de mină, se poate folosi tehnica cunoscută din prospecțiunea seismică, prin care se înregistrează (pe baze de măsurare de 50—100 m) unde generate artificial, cu frecvențe predominante în gama 20—200 Hz. Este mai indicată, însă, aplicarea tehnicii de lucru în domeniul

Scanned with OKEN Scanner

frecvențelor înalte (500—2 000 Hz), cu emițătoare (surse) și receptoare (geofoane) piezoelectrice și baze de măsurare de 1—2 m. În ultima vreme s-a pus accentul și pe aplicarea metodei ultrasunetelor, cu baze de măsurare de 40—50 cm.

Întrucît variația stării de stres a rocilor determină și variații ale altor parametri (în afară de viteza de propagare), cum ar fi parametrii de absorbție a energiei seismice, rezultă că urmărirea variației acestor caracteristici și, implicit, a variației spectrului de frecvență al undelor poate să dea indicii privind zonele periculoase. De asemenea, studiul variațiilor în timp ale densității, rezistivității temperaturii rocilor etc. poate să aducă unele informații utile în predicția proceselor seismice miniere. Comportarea anormală a viețuitoarelor (este vorba, în special, de șobolani, în cazul lucrărilor miniere) poate constitui, de asemenea, un factor precursor important, care trebuie luat în considerare la predicția seismelor miniere.

Cutremurele de pămînt și exploziile (împușcările) puternice produse chiar în alte zone decît cea în care se află cîmpul minier studiat, dar care se simt în zona minieră, pot constitui factori declanșatori ai exploziilor de rocă, loviturilor de mină și simplelor prăbușiri de rocă din minerit. De aceea, în zonele miniere, mai ales în cele cu mine adînci, este necesară funcționarea unor mici observatoare seismologice cu aparatură care să efectueze înregistrări în domeniul frecvențelor joase (0,1—20 Hz). Aceste mici observatoare pot înregistra, de asemenea, seismele mai puternice (explozii de rocă, lovituri de mină etc.) cu focarele în zonele miniere respective, înregistrările fiind utile la localizarea și la determinarea altor parametri ai acestor seisme.

Din cele prezentate mai sus se poate constata că metodele de predicție a seismelor care se produc în unele mine sînt foarte asemănătoare cu unele din metodele aplicate în vederea predicției cutremurelor de pămînt. Dacă ținem seama de aceasta, precum și de alți factori, cum ar fi acumularea de stres în roci, acumulare ce determină atît apariția cutremurelor de pămînt obișnuite (tectonice), cît și producerea seismelor cu focarele în zone miniere, putem să le includem și pe acestea din urmă în categoria cutremurelor de pămînt. Mergînd mai departe cu acest paralelism, am putea admite că și baza analitică a predicției statistice a celor două feluri de cutremure de pămînt (obișnuite și „miniere") ar trebui să fie, cu unele adaptări și limitări, aceeași.

Înainte de a trece la prezentarea bazei analitice a predicției statistice, este necesar să amintim că înregistrările seismice din zonele miniere fac posibilă, după cum am văzut mai sus, determinarea coordonatelor hipocentrelor și permit, totodată, estimarea energiei seismice și a magnitudinii seismelor înregistrate. Pentru determinarea magnitudinii pot fi „împrumutate" și adaptate unele din cunoscutele formule folosite la evaluarea magnitudinii cutremurelor de pămînt obișnuite locale.

Fenomenul de pregătire și producere a unui cutremur, în general, și a unui seism dintr-o zonă minieră (explozie de rocă, lovitură de mină), în particular, poate fi reprezentat, din punct de vedere fizic, printr-un proces continuu, gradual, de acumulări de stres, întrerupt de episoade intermitente de eliberare bruscă a energiei de deformare. Se poate considera că acest proces este influențat de anumiți factori, cum ar fi stresul acumulat, rezistența la rupere sau/și la forfecare a rocii etc. Datorită cunoașterii incomplete a acestui proces atît de complex, caracterizarea lui a fost, la început, de natură probabilistică. Printre modelele statistice care ar putea fi aplicate acestor seisme se află modelul Poisson (Lomnitz,

Scanned with OKEN Scanner

1966; Săcuiu și Zorilescu, 1978), care se bazează pe două proprietăți. Conform primei proprietăți, seria temporală de seisme poate fi reprezentată printr-un proces Poisson, a cărui variabilă aleatoare — numărul de cutremure în unitatea de timp — are media α. Analitic, aceasta se scrie exprimînd frecvența de apariție, $f(k)$, a k evenimente în unitatea de timp:

$$f(k)=\frac{\alpha^k}{k!}\,e^{\alpha} \tag{7.26}$$

Cea de-a doua proprietate a modelului afirmă că magnitudinea seismelor, M ($M\geqslant 0$), este o variabilă aleatoare descrisă de distribuția exponențială negativă, adică

$$f(M)=\beta e^{-\beta M} \quad (M\geqslant 0), \tag{7.27}$$

unde $f(M)$ este frecvența de apariție a magnitudinii M.

Din relațiile (7.26) și (7.27) rezultă următoarea expresie pentru numărul mediu de cutremure, $\overline{N}$, care apar în unitatea de timp, în orice interval de magnitudine (M, $M+\mathrm{d}M$)

$$\overline{N}=\alpha e^{-\beta M}(1-e^{-\beta \mathrm{d}M})\simeq\alpha\beta e^{-\beta M}\,\mathrm{d}M \tag{7.28}$$

Logaritmînd pe (7.28), rezultă

$$\log_{10}\overline{N}=a-bM, \tag{7.29}$$

unde

$$a=\log_{10}(\alpha\beta\mathrm{d}M);\; b=\beta\log_{10}e=\frac{\beta}{\log_e 10} \tag{7.30}$$

Expresia (7.29) reprezintă cunoscuta relație frecvență de apariție a seismelor — magnitudine.

Întrucît variabila aleatoare k urmează o lege Poisson, rezultă că repartiția intervalului de timp, Δt, dintre două seisme consecutive este o repartiție exponențială negativă cu parametrul α (Săcuiu și Zorilescu, 1978), adică

$$f(\Delta t)=\alpha e^{-\alpha\Delta t} \tag{7.31}$$

Prin urmare, valoarea medie a timpului de interapariție este

$$\Delta t_m=\frac{1}{\alpha}, \tag{7.32}$$

iar dispersia lui Δt este

$$\sigma^2(\Delta t)=\frac{1}{\alpha^2} \tag{7.33}$$

Seismele din zonele miniere fac parte, ca și cutremurele de pămînt obișnuite, din categoria proceselor care nu sînt cunoscute în întregime, dar se cunosc mai bine valorile extreme. Astfel, pe baza valorilor extreme se pot deduce proprietățile procesului.

În teoria valorilor extreme, dată de *Gumbel* (1958), sînt definite trei tipuri de distribuție. Din acestea, prima și a treia distribuție pot fi și au fost aplicate proceselor seismice.

Distribuția întîi a valorilor extreme poate fi obținută direct din ipoteza că procesul de recurență a seismelor este de tip Poisson și că acest proces satisface relația obișnuită frecvență de apariție-magnitudine (Ep-

Scanned with OKEN Scanner

stein și Lomnitz, 1966). Prin urmare, distribuția întîi poate fi definită astfel:

$$G(M)=exp(-\alpha e^{-\beta M});\ (M\geqslant 0) \tag{7.34}$$

Logaritmînd de două ori, se obține

$$\log_e[-\log_e G(M)]=\log_e \alpha-\beta M \tag{7.35}$$

Aplicarea metodei celor mai mici pătrate ecuației (7.35) conduce la determinarea valorilor α și β. Pentru aceasta se procedează în modul următor. Se alege un interval de timp potrivit, care să reprezinte totodată și unitatea de timp cu care se lucrează (zi, săptămînă, lună, an). Perioada de timp din care este luată în considerare seria temporală de seisme va conține n asemenea intervale. Fiecare interval este caracterizat de o magnitudine maximă. Cele n valori maxime de magnitudine (M_1, M_2 ... M_n) sînt aranjate în ordine crescătoare, adică $M_{(1)}\leqslant M_{(2)}\leqslant M_{(3)}\ldots\leqslant M_{(n)}$. La fiecare magnitudine $M_{(j)}$ (unde $j=1, 2, 3\ldots n$) se asociază valoarea

$$G(M_{(j)})=\frac{j}{n+1} \tag{7.36}$$

Metoda celor mai mici pătrate se aplică perechilor de valori $\{G(M_{(j)}), M_{(j)}\}$ obținîndu-se parametrii α și β.

Întrucît $\alpha e^{-\beta M}=N_M$ este numărul așteptat de seisme (într-o unitate de timp), care au magnitudini mai mari decît M, rezultă din (7.35)

$$\log_e N_M=\log_e \alpha-\beta M \tag{7.37}$$

sau

$$\log_{10} N_M=a-bM, \tag{7.38}$$

unde

$$a=\frac{\log_e \alpha}{\log_e 10}=\frac{\log_e \alpha}{2{,}303}=0{,}4343\log_e \alpha$$

$$b=\frac{\beta}{\log_e 10}=\frac{\beta}{2{,}303}=0{,}4343\,\beta. \tag{7.39}$$

Parametrul β din relațiile (7.34)—(7.37) are un sens fizic special, întrucît

$$\overline{M}_\beta=\frac{1}{\beta}\ (M\geqslant 0) \tag{7.40}$$

reprezintă magnitudinea medie a tuturor seismelor de magnitudine $M\geqslant 0$ din zona studiată.

După *Lomnitz* (1974) mai pot fi definite și alte mărimi. Astfel, magnitudinea medie pentru gama de date folosite este

$$\overline{M}=M_{min}+\frac{1}{\beta}, \tag{7.41}$$

unde M_{min} este cea mai mică magnitudine dintre cele n valori maxime.

Magnitudinea modală maximă (magnitudinea maximă care apare cel mai frecvent sau cel mai probabil pe unitatea de timp) este

$$\widetilde{M}=\frac{\log_e \alpha}{\beta}, \tag{7.42}$$

Scanned with OKEN Scanner

iar magnitudinea modală maximă, într-o perioadă de D intervale de timp consecutive (lungimea fiecărui interval fiind egală cu unitatea de timp aleasă), are expresia

$$\tilde{M}_D = \frac{\log_e(\alpha D)}{\beta} = \tilde{M} + \frac{\log_e D}{\beta} \tag{7.43}$$

Am arătat mai sus că numărul de seisme cu magnitudini mai mari decît M este

$$N_M = \alpha e^{-\beta M} \tag{7.44}$$

Prin urmare, numărul de seisme cu $M > M_{min}$ este

$$N_{M_{min}} = \alpha e^{-\beta M_{min}} \tag{7.45}$$

și, evident, numărul de seisme cu $M > 0$ este

$$N_0 = \alpha \tag{7.46}$$

Perioada medie de revenire a seismelor cu magnitudini mai mari decît M este

$$T_M = \frac{1}{N_M} = \frac{\exp(\beta M)}{\alpha} \tag{7.47}$$

Valoarea M_p a magnitudinii maxime pe interval (pe unitatea de timp aleasă), care este depășită cu probabilitatea p, se poate calcula cu ajutorul relației

$$M_p = \tilde{M} - \frac{\log_e[-\log_e(1-p)]}{\beta}, \tag{7.48}$$

iar valoarea $M_p(D)$ a magnitudinii maxime, care este depășită cu probabilitatea p în D intervale de timp consecutive, este

$$M_p(D) = M_p + \frac{\log_e D}{\beta} \tag{7.49}$$

Probabilitatea $H_D(M)$ de producere a unui seism de magnitudine M sau mai mare, în D intervale de timp consecutive (adică hazardul seismic), este exprimată de relația

$$H_D(M) = 1 - exp(-\alpha D e^{-\beta M}) \tag{7.50}$$

Se observă că distribuția întîi a valorilor extreme nu are o limită superioară pentru magnitudini. De aceea s-a propus (Yegulalp și Kuo, 1974) și folosirea distribuției a treia, pentru care există o magnitudine maximă posibilă ($M_{sup.}$).

Distribuția a treia a valorilor extreme se exprimă sub forma

$$F_{M_{max}}(M/D) = \begin{cases} \exp[-C(M_{max}-M)^K D] & \text{pentru } M \leqslant M_{max} \\ 0 & \text{pentru } M > M_{max}, \end{cases} \tag{7.51}$$

unde $F_{M_{max}}(M/D)$ indică probabilitatea ca magnitudinea maximă observată, M_{max}, în D intervale de timp consecutive să fie mai mică decît M; C și K sînt parametri.

Probabilitatea extremă pe interval este legată de probabilitatea pentru D intervale prin relația

$$F_{M_{max}}(M/1) = \sqrt[D]{F_{M_{max}}(M/D)} \tag{7.52}$$

Scanned with OKEN Scanner

Prin urmare, perioada de revenire pentru o magnitudine M este

$$T_M = \frac{1}{1 - F_{M_{max}}(M/1)} \tag{7.53}$$

Trebuie să menționăm că în relațiile (7.27)—(7.53) în locul magnitudinii M poate fi folosită altă mărime, de exemplu, clasa energetică exprimată sub forma $K = \log_{10} E_s$, unde energia seismică E_s este exprimată în jouli.

Teoria valorilor extreme a fost aplicată la cutremurele de pămînt din multe zone seismice de pe Glob, iar rezultatele s-au dovedit a fi bune.

În cazul seismelor din zonele miniere, problema este diferită, din anumite puncte de vedere, față de cazul cutremurelor de pămînt. Apariția seismelor din zonele miniere, în clasele lor magnitudinale sau energetice respective, este proporțională și cu volumele de spații goale, ca urmare a exploatării și depinde nu numai de structura geologică, de tectonică, ci și de tehnica minieră folosită. De exemplu, într-un studiu al activității seismice miniere din districtul cuprifer Legnica-Glogow (Polonia) se arată (Ledwon și Kienig, 1984) că în zonele unde exploatarea de abia începe, primele seisme (de energii mici; $K \simeq 3$) nu apar decît după ce suprafața exploatată a atins circa 5 ha; seismele de $K \simeq 5$ apar cînd cel puțin 20 ha sînt deja exploatate, iar zguduiri puternice ($K \simeq 7$—9) se produc după exploatarea a 60—100 ha. Desigur, în cazul unui nou front de lucru, localizat în apropierea vechilor lucrări mari, se pot produce chiar seisme puternice, după o mică avansare a lucrărilor în acest front. De regulă, focarele seismelor se localizează în vecinătatea fronturilor de lucru (pînă la cîteva zeci de metri) și în lucrările vechi în spatele frontului (pînă la 200 m). Uneori seismele apar în lucrările vechi ale zonelor deja epuizate. Adesea, aceste seisme se produc la multe sute de metri, atît în fața, cît și în spatele liniei frontului (acestea sînt în general seisme puternice). Într-o perioadă se pot produce multe seisme slabe și în altă perioadă seismele sînt rare, dar de energie mare. De aceea, pentru fiecare regiune minieră care cuprinde mai multe cîmpuri de exploatare trebuie să se procedeze într-un mod specific la încercările de predicție a seismelor.

Încercarea de a face predicție statistică a seismelor miniere cere să se cunoască seria temporală a acestora pe o perioadă de timp destul de mare, precum și metodele de exploatare în zona minieră cercetată.

Ledwon și Kienig (1984) au aplicat predicția statistică pentru întregul district minier Legnica-Glogow, făcînd niște previziuni generale de ansamblu, definind numărul aproximativ de seisme așteptate, pe clase energetice. Astfel, cu intensitatea actuală a lucrărilor de exploatare din acest district minier, se poate prevedea apariția în cursul unui an a 630—800 de seisme de $K=3$, circa 300 seisme de $K=4$, mai puțin de 200 seisme de clasă $K=5$, aproximativ 40—60 seisme de $K=6$, circa 10 seisme de $K=7$, 2—3 seisme de $K=8$ și un seism de $K=9$ la cîțiva ani. Calculele făcute pe baza distribuției a treia a teoriei valorilor extreme a lui Gumbel au arătat că clasa energetică maximă posibilă pentru seismele din districtul Legnica-Glogow este $K=11$.

Într-un alt sediu (Kijko et al., 1982) sînt analizate seismele înregistrate în zona minei de cupru de la Lubin (Polonia) în perioada 1972—1980. Au fost aplicate distribuțiile întîia și a treia ale valorilor extreme ale lui Gumbel la estimarea probabilităților de apariție și a perioadelor

Scanned with OKEN Scanner

de revenire ale seismelor de diferite energii. S-a găsit că distribuția a treia este în mai bună concordanță cu observațiile decît prima distribuție. Energia maximă așteptată pentru următorii 5 ani după perioada analizată (adică în intervalul 1981—1985) a fost estimată (prin distribuția treia) a fi de $7 \cdot 10^{11}$ J, cu o probabilitate de 0,99.

Am prezentat cîteva rezultate ale studiului activității seismice din districtul minier Legnica-Glogow și din zona minei de cupru de la Lubin, atît pentru a arăta că este posibilă aplicarea teoriei valorilor extreme la seismele din zone miniere, cît și pentru a da exemple de modul cum trebuie aplicată această teorie în asemenea cazuri. Exemplele date evidențiază, totodată, cîteva din limitările aplicării predicției statistice la seismele din zone miniere.

Predicția seismelor din zone miniere nu rezolvă însă complet problema exploziilor de rocă, a loviturilor de mină și a oricărei prăbușiri de rocă din domeniul minier. De fapt, așa cum afirma (pentru cutremure în general) *Karl Steinbrugge* „prevederea cutremurelor este începutul problemelor, nu răspunsul". Pentru a dovedi aceasta, să luăm exemplul predicțiilor ilustrate în figura 7.8. La început, s-a considerat că o metodă care poate prezice 9 din 11 explozii de rocă ar trebui să fie foarte utilă. Valoarea unui astfel de procedeu depinde nu numai de capacitatea de a prezice un procentaj mare din totalul de explozii de rocă, ci depinde chiar mai mult de capacitatea de a menține înalt raportul dintre exploziile de rocă prezise și totalul predicțiilor. Din cauza variabilității rezistenței in situ a rocilor și din cauză că stresul într-o zonă cu explozii de rocă potențiale poate fi relaxat mai curînd printr-o reajustare decît prin explozie de rocă, vor fi făcute predicții care nu vor fi urmate de seisme. În cercetarea ale cărei rezultate sînt prezentate în figura 7.8, 5 din 14 predicții nu au fost urmate de explozii de rocă și rezultate asemănătoare au fost obținute și într-o mină adîncă de aur din Canada, precum și în alte cazuri. Dacă o operație de minerit ar beneficia de o metodă de predicție, oamenii și utilajele ar fi mutate din zona suspectată de îndată ce un seism minier este prezis, iar revenirea în zona respectivă nu ar fi permisă fie pînă cînd explozia de rocă s-ar produce, fie pînă cînd reajustarea stresului ar avea loc. Se observă că aceasta ar cere una sau mai multe mutări. Succesul unei astfel de mutări subterane va fi puternic afectat de numărul de predicții care nu sînt urmate de seisme, deoarece minerii manifestă o reacție psihologică ostilă de a se reîntoarce în zona în care seismul prezis nu s-a produs.

Alt factor care ar trebui luat în seamă este reprezentat de micșorarea producției și productivității din cauza predicțiilor făcute și neurmate de seisme. În cele mai multe mine cu seisme puternice, capacitatea de producție a fost stabilită pe baza unei experiențe îndelungate de prevenire, de minimizare a apariției seismelor puternice. Prin urmare, decalajele în lucru datorate predicțiilor de seisme ar putea să cauzeze o diminuare a eficienței exploatării.

Cele arătate mai sus nu trebuie să reprezinte o demobilizare de la cercetările pentru predicția seismelor. Într-adevăr, mai este mult de făcut pînă cînd predicția seismelor va deveni atît de utilă ca predicția meteorologică. Există, totuși, mari speranțe că progresul va fi rapid. Cu o acumulare mai mare de date și cu o dezvoltare și perfecționare a aparaturii, este probabil că se vor obține rezultate din ce în ce mai multe privind precursorii seismelor, astfel încît raportul dintre numărul de seisme prezise și numărul predicțiilor să fie aproape 1 și menținut în permanență

Scanned with OKEN Scanner

la valori foarte apropiate de 1. Pînă atunci însă, pe lîngă activitatea de predicție, trebuie să se procedeze, prin toate mijloacele posibile, la o prevenire a seismelor. În subcapitolul următor prezentăm două din aceste procedee de prevenire a seismelor miniere, procedee care folosesc chiar împușcările ce se execută în minerit.

7.5. Prevenirea exploziilor de rocă cu ajutorul exploziilor în rocă

S-a arătat în subcapitolul 7.2 că atît tendința cîmpului de stres de a deveni hidrostatic cu adîncimea, cît și creșterea cu adîncimea a ratei de cedare lentă (creep) acționează pentru a opri (sau pentru a atenua) producerea de explozii de rocă și explică, într-o anumită măsură, faptul că adîncimea critică, peste care o deschidere subterană nu poate fi sprijinită (susținută), nu a fost încă atinsă. Totuși, acești factori nu sînt singurii care au făcut să fie posibilă extinderea adîncimii de exploatare de la 600—900 m, unde exploziile de rocă sînt de preferință întîlnite, la peste 3 000 m. Se consideră că schimbările, modificările și perfecționările metodelor de exploatare, bazate pe o vastă acumulare de experiență, au avut o importanță cel puțin egală cu cea a factorilor menționați mai sus în asigurarea exploatării substanțelor minerale de la mare adîncime.

Această acumulare de experiență a condus, în mod implicit, și la găsirea unor procedee de prevenire a exploziilor de rocă și a oricăror prăbușiri de rocă din minerit. Dintre acestea, prezentăm numai pe cele care se încadrează în tematica acestei cărți.

S-a observat, după cum am arătat mai sus, că producerea exploziilor de rocă este mult mai probabilă în roca nefracturată decît în cea fracturată. Prin urmare, dacă ar putea fi indusă o fracturare adițională în roca dinaintea frontului de lucru sau dacă zona de fracturi ar putea fi extinsă, probabilitatea producerii exploziei de rocă ar putea fi micșorată. Figura 7.10 ilustrează schimbarea probabilă (din punctul de vedere al distribuției de stres) în zona concentrației de stres, schimbare cauzată de operația de destresare. Cum exploziile de rocă au loc, cel mai probabil, în roca nefracturată, efectele lor vor fi atenuate de „tamponul" reprezentat de zona rocii fracturate (fig. 7.10).

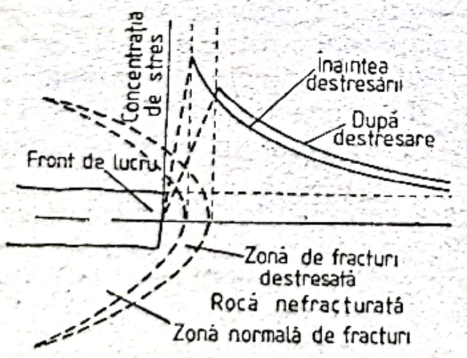


Fig. 7.10. Concentrația de stres înaintea unui front de lucru destresat.

În vederea creșterii densității de fracturi sau pentru a extinde zona de fracturi, lungimile unora din găurile de explozie (împușcare) din fiecare front de lucru vor fi mărite peste lungimea la care apare ruperea (Obert și Duvall, 1967). Aceste găuri de explozie ar trebui să fie încărcate și detonate împreună cu celelalte. O parte a energiei eliberate de explozivul din partea dinspre fundul acestor găuri de destresare este cheltuită pentru crearea fracturării adiționale. *Obert* și *Duvall* (1967) arată că această tehnică a fost aplicată de *Roux* și *Denkaus* în districtul

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 7.1

Efecte produse de destresare (după Obert și Duvall, 1967)

Timpul de producere:	Înaintea destresării		După destresare	
	Număr de explozii de rocă	%	Număr de explozii de rocă	%
În perioada de lucru	13	27	1	3
În afara perioadelor de lucru	35	73	31	97
Număr de accidente:	**Înaintea destresării**		**După destresare**	
Număr de morți	6		—	
Număr de răniți	38		1	
Total accidente	44		1	

minier Witwatersrand (Africa) ca un procedeu constituit din două părți. Găurile de destresare au fost forate la o adîncime de circa 3 m, iar fundul de 1,5 m al fiecărei găuri a fost încărcat, burat și detonat. Apoi, găurile de explozie normală au fost forate la o adîncime de circa 1,5 m, încărcate și detonate. S-a constatat că destresarea a redus numărul de explozii de rocă de-a lungul frontului de lucru și a mutat o parte din exploziile de rocă, care se produceau în mod normal în perioadele de lucru, în afara perioadelor de lucru, ceea ce a condus la o reducere impresionantă a numărului de accidente (tabelul 7.1).

Un alt procedeu de reducere a numărului de explozii de rocă ce apar în vecinătatea frontului de lucru, în timpul perioadelor de lucru, se bazează tocmai pe efectul pe care îl au exploziile în rocă (împușcările) de a declanșa explozii de rocă. Acest procedeu constă în a împușca găurile de explozie din fiecare abataj la un interval de timp cît mai scurt posibil sau chiar mai bine să se detoneze toate abatajele simultan. Pentru grupările de explozii cu microîntîrziere se recomandă să se ia în considerare decalajul de timp minim compatibil cu o bună rupere și fragmentare.

Aplicarea acestui procedeu conduce la o creștere semnificativă a numărului de explozii de rocă ce apar în zona frontului de lucru imediat după împușcare și la o descreștere a numărului de explozii de rocă ce apar în timpul lucrului brigăzilor de mineri. Astfel, dacă împușcările au loc la sfîrșitul lucrului și dacă există o perioadă de inactivitate de mai mult de o oră după lucru, riscul asupra personalului poate fi mult redus. De aceea, în minele în care se produc explozii de rocă și în care se lucrează în două schimburi, se recomandă să fie o perioadă de pauză de 4 ore între schimburile de 8 ore.

Creșterea numărului de explozii de rocă (produse imediat după împușcare) datorită detonării rapide a găurilor de explozie dintr-un abataj este explicată de faptul că aceste detonări rapide sporesc intensitatea șocului seismic datorită efectului cumulativ, ceea ce face ca împușcarea să aibă un efect declanșator (de explozii de rocă) mai mare.

Se știe că vibrațiile produse de exploziile în rocă persistă foarte puțin (fracțiuni de secundă sau secunde) și s-ar putea crede că exploziile în rocă

Scanned with OKEN Scanner

ar trebui să declanșeze explozii de roçă numai în acest timp foarte scurt. Cu toate că exploziile de rocă apar uneori aproape în același timp cu detonarea găurilor de explozie, intervalul în care pot apare explozii de rocă poate persista, cum am arătat mai sus, încă o oră sau mai mult după împușcare. De aceea, o altă explicație plauzibilă este dată de faptul că sarcina susținută de roca împușcată din frontul de lucru este transferată rocii intacte din spatele frontului de lucru, ceea ce face ca zona afectată să fie supusă mai mult la explozie de rocă.

Ținînd seamă de faptul că explozia în rocă poate să declanșeze nu numai explozii de rocă, ci și lovituri de mină, presupunem că împușcarea după un sistem bine gîndit ar putea constitui și un procedeu de prevenire, de atenuare a efectelor loviturilor de mină.

Scanned with OKEN Scanner

8.

REZULTATE ALE CERCETĂRII SEISMOLOGICE A EXPLOZIILOR CONTROLATE DIN INDUSTRIE ÎN ROMÂNIA

Cercetarea seismologică a exploziilor controlate din industrie își are începutul, în țara noastră, în anul 1967, cînd *Enescu* (1967 b; 1968) a dat fundamentarea teoretică a unei metode de studiu al efectului seismic al exploziilor asupra construcțiilor (vezi paragraful 5.2.1), iar *Enescu* și *Radu* (1968) au întreprins un studiu al exploziilor din cariera de calcar Pietreni-Bistrița în scopul evaluării efectului acestor explozii asupra monumentului istoric Arnota. În cele ce urmează, prezentăm foarte pe scurt principalele rezultate obținute în România, din 1967 pînă în prezent, în probleme care privesc seismologia exploziilor controlate din industrie.

8.1. Rezultate ale cercetării efectului seismic al exploziilor din unele exploatări miniere asupra construcțiilor

După cum am arătat mai sus, studiile aplicative în această problemă au început, la noi, cu cariera de calcar Pietreni-Bistrița. Exploziile puternice executate acolo puneau în pericol monumentul istoric Arnota. Ținînd seamă de această situație, Direcția monumentelor istorice hotărîse să propună sistarea lucrărilor la cariera amintită. De aceea, executarea unui studiu al efectului seismic al exploziilor din această carieră se impunea cu stringență atît pentru protejarea monumentului istoric Arnota, cît și pentru găsirea unei soluții care să permită continuarea în bune condiții a lucrărilor miniere de la Pietreni-Bistrița. S-ar putea spune că cercetările au fost făcute în patru etape.

În primele două etape au fost studiate explozii instantanee (Enescu și Radu, 1968; Enescu et al., 1971) folosind metoda „magnitudinii aparente" (Enescu, 1967; 1968). Cantitățile de exploziv (încărcăturile) au fost cuprinse în gama 1 500—12 000 kg echivalent AM-1. Recepționarea undelor a fost făcută folosind vibrografe tip VBP și seismografe VEGIK, iar înregistrarea oscilațiilor s-a efectuat cu ajutorul unor oscilografe tip POB-12 M dotate cu galvanometre GB-III și GB-IV.

Înregistrarea a patru explozii instantanee la distanțe punct de explozie—punct de măsură diferite și aplicarea metodei amintite mai sus au condus la obținerea graficului din figura 8.1, *a*, care permite aflarea încărcăturii maxime admisibile corespunzătoare unei anumite intensități *I*

(sau viteze a particulei — vezi tabelul 4.19) pentru orice distanță r (față de obiectivul de protejat) cuprinsă în intervalul 400—1 400 m.

De exemplu, dacă nivelul maxim admisibil este $I_{max}=2{,}5$ se poate construi graficul care exprimă încărcătura maximă admisibilă în funcție de distanța r (fig. 8.1, *b*). Evident, aceste grafice permit și aflarea distanței minime admisibile cînd este dată încărcătura Q și trebuie respectat un anumit nivel maxim de vibrație.

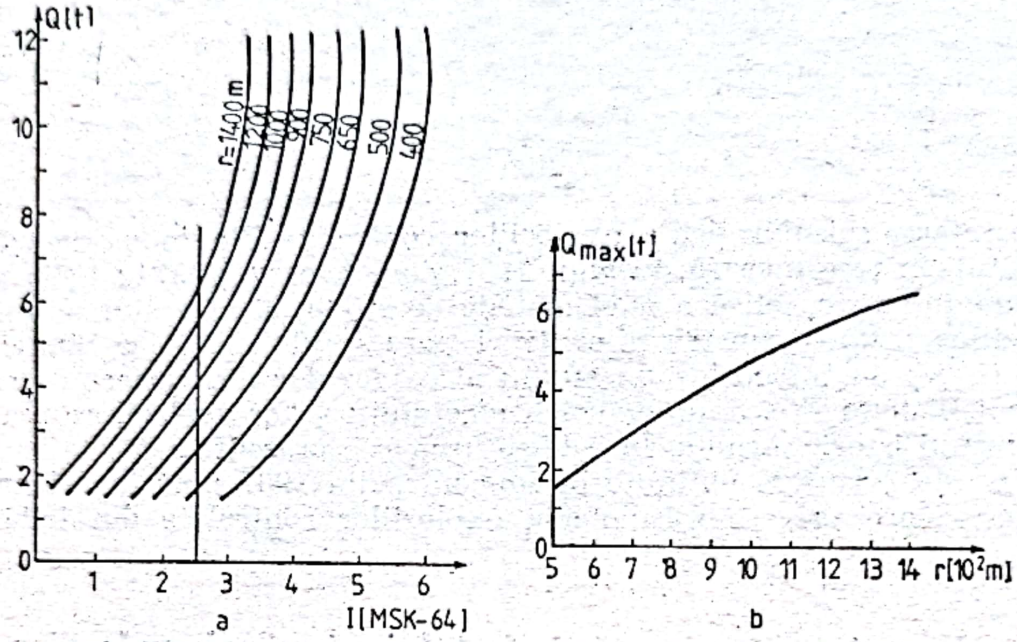


Fig. 8.1. Grafic pentru determinarea uneia din cele trei mărimi (Q, r, I) în funcție de celelalte două (*a*) și variația încărcăturii maxime admisibile în funcție de distanța față de locul exploziei, pentru nivelul de vibrație exprimat de $I=2{,}5$ (b). Ambele grafice se referă la cariera de calcar Pietreni-Bistrița.

În cea de-a treia etapă privind cariera Pietreni-Bistrița au fost studiate explozii cu microîntîrziere (Enescu et al., 1973). Încărcăturile de exploziv au variat de la 5 800 la 33 000 kg echivalent AM-1, iar încărcătura maximă pe treapta de întîrziere de la 530 la 3 500 kg echivalent AM-1.

Înregistrarea a nouă explozii cu microîntîrziere la distanțe diferite și aplicarea aceleiași metode ca în primele două etape (însă cu adaptările corespunzătoare) a condus la obținerea graficelor din figura 8.2, care permit determinarea încărcăturii maxime pe treapta de întîrziere (fig. 8.2, *a* și *b*) și a încărcăturii totale (fig. 8.2, *c*) pentru diferite distanțe r și pentru orice nivel de vibrație (exprimat de intensitatea I sau viteza particulei, v), inclusiv pentru nivelul de vibrație maxim admisibil. Evident, graficele din figura 8.2 permit și determinarea distanței minime admisibile pentru o încărcătură Q dată și un nivel maxim de vibrație dat.

În cea de-a patra etapă, adică după anul 1972, au fost făcute de *Mârza* și *Pântea* sau *Mârza, Pântea* și *Raportaru* înregistrări ale unor explozii din carieră și determinări ale intensităților exploziilor înregistrate numai în scopul unei supravegheri seismice a lucrărilor din carieră.

Cercetări asemănătoare au fost făcute pentru studiul efectului seismic al exploziilor din cariera Măgulicea-Crăciunești (regiunea Deva) asupra

construcţiilor din comuna Băiţa (Enescu et al., 1969; Enescu et al., 1971). Aici au fost înregistrate şapte explozii instantanee (cu încărcături de 16—38 t echivalent AM-1) cu acelaşi tip de aparatură ca în cazul carierei Pietreni-Bistriţa. Prelucrarea datelor de înregistrare folosind tot metoda „magnitudinii aparente" a condus la obţinerea, în final, a graficelor din figura 8.3, grafice care comportă discuţii asemănătoare cu cele din cazul figurii 8.1.

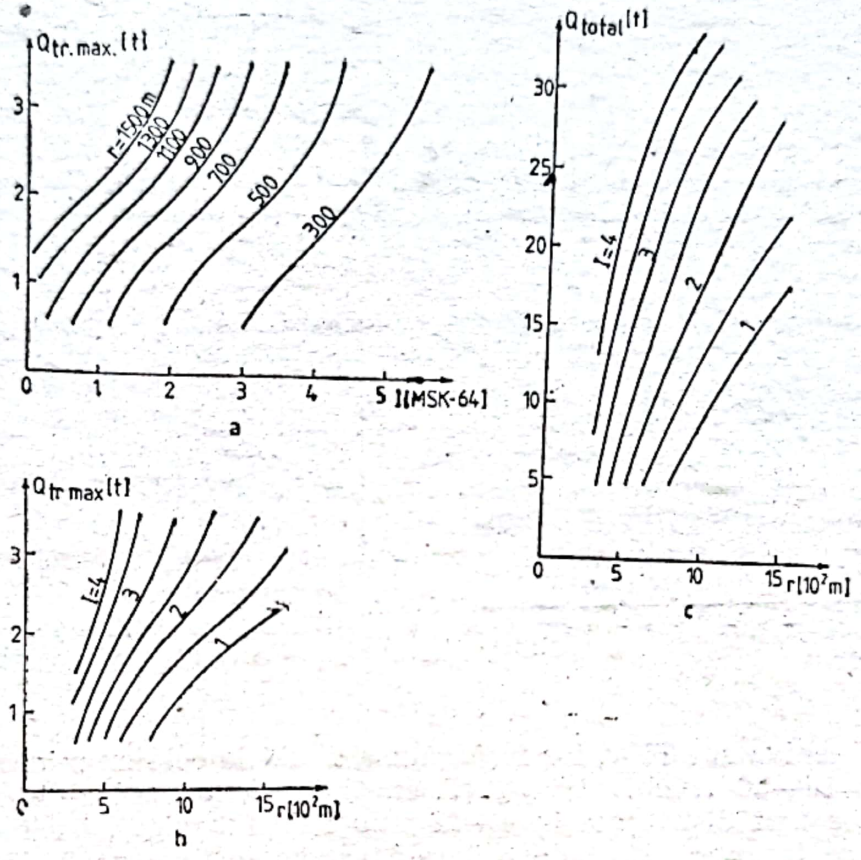


Fig. 8.2. Grafic pentru determinarea uneia din cele trei mărimi ($Q_{tr.\,max}$, r, I) în funcţie de celelalte două (*a*); variaţia încărcăturii maxime admisibile pe treapta de întîrziere în funcţie de distanţa faţă de locul exploziei, pentru diferite niveluri de vibraţie exprimate prin intensitatea I (*b*) şi acelaşi tip de grafic ca la *b*, dar pentru încărcătura totală (*c*). Graficele se referă la exploziile cu microîntîrziere din cariera Pietreni-Bistriţa.

O altă carieră pentru care lucrările de cercetare a efectului seismic al exploziilor prezintă o importanţă deosebită este cariera de şisturi bituminoase de la Anina. S-ar putea vorbi şi în acest caz de mai multe etape. Astfel, într-o primă etapă, care a început prin anul 1974, au fost făcute studii preliminarii, înregistrîndu-se explozii cu microîntîrziere de încărcături totale relativ mici (4—7 t). Instituţiile care au participat la aceste lucrări au fost Centrul de fizica Pămîntului şi seismologie (CFPS) şi Institutul de cercetări în construcţii şi economia construcţiilor (INCERC).

Întrucît se preconiza producerea unor explozii cu încărcături de mai multe zeci de tone, se impunea cunoaşterea efectului seismic al unor asemenea explozii asupra construcţiilor din zona Anina şi asupra terenului

de fundație al actualei termocentrale electrice de la Anina. De aceea, în 1978 a început o nouă etapă a studiului efectului seismic al exploziilor din cariera de șisturi bituminoase, etapă în care au participat la lucrări două colective (Almășan et al., 1978[2]) și Murgu, Almășan et al., 1979[3] de la Universitatea din București; Nedin et al., 1978; 1979[4] de la CFPS).

Au fost înregistrate în doi ani (1978 și 1979) opt explozii (trei instantanee și cinci cu microîntîrziere). Cele instantanee au avut încărcături

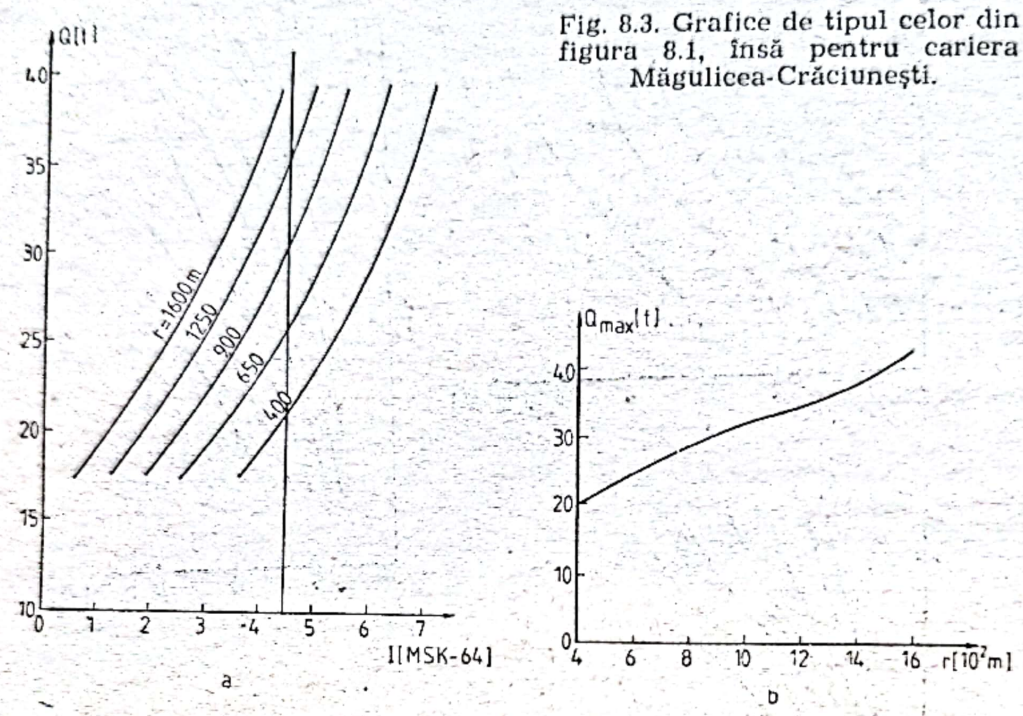


Fig. 8.3. Grafice de tipul celor din figura 8.1, însă pentru cariera Măgulicea-Crăciunești.

de 3—5 t echivalent TNT, iar încărcătura totală la cele cu microîntîrziere a fost de 16—50 t echivalent TNT. Încărcătura la exploziile cu microîntîrziere a fost distribuită în 4—11 trepte de întîrziere, iar încărcătura maximă pe treaptă a fost de 3 400—6 000 kg echivalent TNT. Au fost înregistrate seismograme ale deplasării și vitezei particulei, înregistrări care au permis determinarea gradului de intensitate pentru fiecare explozie, în punctele de înregistrare. Au fost determinate spectrele Fourier ale deplasării și vitezei particulei.

S-a executat cartarea geologică de foarte mare detaliu a regiunii Anina, punîndu-se în evidență condiții tectonice pregnant diferențiate ale flancurilor anticlinalului Anina, condiții care implică o comportare diferită la transmiterea oscilațiilor seismice. Compartimentarea în blocuri a amplasamentului termocentralei a impus studierea detaliată a comportării acestora la șocuri seismice, înainte de amplasarea obiectivelor principale ale termocentralei (Almășan et al., 1978[2]). S-a făcut, de asemenea, un studiu al influenței factorilor geotehnici, geominieri și tehnologici

[2] Almășan, B. și colaboratorii — Raport de cercetare, tema nr. 78/1978, Biroul de expertiză și consulting — Universitatea din București.

[3] Murgu, M., Almășan, B. și colab. — Raport de cercetare, tema nr. 63/1979, Biroul de expertiză și consulting — Universitatea din București.

[4] Nedin, D. și colaboratorii — Rapoarte de cercetare, temele nr. 52/C, 1978 și nr. 52/B, 1979, ICEFIZ/CFPS.

Scanned with OKEN Scanner

asupra efectului seismic al exploziilor din carieră, precum și un studiu al efectului undei de șoc aeriene cu ajutorul unor panouri de carton și geam montate la diferite distanțe de epicentrele exploziilor, în plane perpendiculare pe direcția punct de explozie—punct de testare (Murgu, Almășan et al., 1979[3]). S-a constatat, de asemenea, că stratele de șisturi bituminoase din fața amplasamentului termocentralei atenuează relativ mult undele seismice sosite de la exploziile din carieră, ceea ce reprezintă un mare avantaj.

Măsurătorile de efect seismic al exploziilor au fost însoțite și de măsurători microseismice pentru determinarea unor caracteristici dinamice ale terenului din zona de amplasare a termocentralei, dintre care perioadele (frecvențele) predominante ale mișcării terenului au fost utile, ca și datele furnizate de spectrele Fourier ale oscilațiilor produse de explozie, la stabilirea tehnologiei de împușcare în carieră, precum și la proiectarea antiseismică a termocentralei (Almășan et al., 1978[2]; Murgu, Almășan et al., 1979[3]).

Rezultatele acestor cercetări au permis stabilirea a numeroși parametri foarte utili privind tehnologia de împușcare și optimizarea schemei de împușcare. S-au făcut astfel recomandări privind elementele geometrice ale treptei de abataj (înălțime, unghi de taluz, cantitatea maximă de exploziv pe gaură și pe treapta de întîrziere, intervalul de întîrziere, distanța minimă admisibilă față de construcțiile de protejat, schema de împușcare, anticipanta, distanța dintre găuri, distanța între rînduri, lungimea și diametrul găurii etc. (Almășan et al., 1978[2]; Murgu, Almășan et al., 1979[3]; Fissgus, Zaporojan, Văcaru et al., 1979[5]).

Studiile seismice care au continuat după anii 1979, 1980 privind exploziile din cariera de șisturi bituminoase Anina au avut ca principal scop supravegherea seismică a lucrărilor de la această carieră. În plus, aceste studii, executate de colectivul condus de Nedin, conțin și date utile proiectării antiseismice a construcțiilor în zona Anina. Aceste rezultate se referă în special la spectrele de răspuns determinate de colectivul amintit pe baza înregistrărilor exploziilor produse în cariera de șisturi bituminoase.

Estimări ale efectelor seismice ale exploziilor, pe baza înregistrărilor, au fost făcute la multe alte exploatări miniere din România, cum sînt carierele Păuliș (în apropiere de Lipova), Teliuc (Enescu et al., 1973 c), Negoiul (munții Călimani), Șuior (Baia Mare), Suvorov (Moldova Nouă), Cernavodă, Bididia (Tulcea), Roșia Poieni etc., precum și la mina Paroșeni. Lucrările executate la ultimele cariere din cele enumerate, precum și cele de la exploatarea minieră Paroșeni au fost efectuate cu ocazia contractelor de cercetare științifică citate mai jos[6]. Toate aceste lucrări au avut ca scop fie să verifice dacă tehnologia de excavare prin împușcare, adoptată, și parametrii de împușcare adoptați în fiecare din exploatările miniere enumerate mai sus satisfac cerințele fundamentale, și anume efect seismic cît mai slab și efect de derocare cît mai mare, fie să furnizeze date pentru îmbunătățirea tehnologiei de împușcare. În acest sens,

[5] Fissgus, K., Zaporojan, M., Văcaru, I. și colaboratorii — Raport de cercetare, tema nr. 110/1979. Centrul de cercetări pentru securitatea minieră, Petroșani.

[6] Rapoarte de cercetare, temele nr. 63/1972 I.G.G. (Mârza, V., Zămârcă, I.); 8 s/1975 I.G.G. (Mârza, V., Pântea, A); 13 s/1975 I.G.G. (Pântea, A., Mârza, V.); 8018/1981 ICEFIZ/CFPS (Pântea, A.); 8026/1982 ICEFIZ/CFPS (Nedin, D. și colaboratorii); 68/1974 I.G.G. (Raportaru, Gh., Mârza, V.).

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 8.1

Date privind efectul seismic al unor explozii de la cariere din România

Nr. crt.	Data exploziei	Q_{total} [kg AM-1]	$Q_{tr.max.}$ [kg AM-1]	Distanța r [m]	v [mm/s]	T [s]	Cariera	Tipul explozie*)	Tipul cavității**)
0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	6 iulie 1967	1 560	1 560	750	2,3	0,08	Pietreni	*I*	*C*
2	24 iulie 1967	6 010	6 010	750	10,9	0,08	„	*I*	*C*
3	16 aprilie 1969	8 510	8 510	650	17,3	0,11	„	*I*	*C*
4	19 iunie 1969	11 820	11 820	910	10,4	0,11	„	*I*	*C*
5	16 iulie 1970	6 060	530	900	1,0	0,08	„	*M*	*C+G*
6	21 octombrie 1970	22 000	3 120	800	3,7	0,09	„	*M*	*C+G*
7	25 fabruarie 1971	5 845	650	800	1,0	0,09	„	*M*	*G*
8	9 martie 1971	11 190	2 800	950	3,4	0,11	„	*M*	*C*
9	5 aprilie 1971	10 635	2 200	950	3,3	0,10	„	*M*	*C+G*
10	20 mai 1971	32 720	3 350	770	5,7	0,09	„	*M*	*C+G*
11	8 august 1971	12 400	3 500	850	5,2	0,14	„	*M*	*C*
12	10 august 1971	6 930	1 155	800	1,6	0,08	„	*M*	*G*
13	5 octombrie 1971	24 370	3 000	740	5,1	0,07	„	*M*	*C*
14	23 martie 1973	59 160	7 410	900	4,1	0,12	„	*M*	*C+G*
15	29 iunie 1973	19 930	1 730	900	1,7	0,10	„	*M*	*C*
16	17 iulie 1973	46 000	3 715	850	6,1	0,10	„	*M*	*C+G*
17	31 august 1973	16 530	2 615	900	3,5	0,10	„	*M*	*C+G*
18	20 septembrie 1973	33 320	5 930	950	5,3	0,20	„	*M*	*C+G*
19	19 octombrie 1973	33 330	5 725	800	7,1	0,08	„	*M*	*C+G*
20	5 februarie 1974	53 760	4 275	920	8,4	0,07	„	*M*	*C+G*

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 8.1 (continuare)

0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
21	6 martie 1974	20 185	6 210	1 000	3,4	0,16	Pietreni	*M*	*C+G*
22	11 aprilie 1974	25 520	2 675	920	5,1	0,08	„	*M*	*C+G*
23	9 noiembrie 1974	30 490	3 155	700	5,7	0,07	„	*M*	*C+G*
24	30 noiembrie 1947	15 670	4 200	1 050	2,3	0,12	„	*M*	*C+G*
25	18 februarie 1975	46 970	4 410	900	7,7	0,09	„	*M*	*C+G*
26	10 aprilie 1975	32 570	2 990	700	5,8	0,08	„	*M*	*C*
27	12 mai 1975	22 615	2 610	700	5,8	0,06	„	*M*	*C*
28	21 octombrie 1975	24 370	2 455	700	4,7	0,07	„	*M*	*C*
29	15 decembrie 1975	20 420	2 555	700	12,2	0,08	„	*M*	*C*
30	7 iulie 1976	4 140	1 030	500	4,4	0,13	Cernavodă	*M*	*G*
31	21 august 1976	6 750	3 725	200	23,0	0,16	„	*M*	*G*
32	21 august 1976	6 750	3 725	450	10,7	0,22	„	*M*	*G*
33	21 august 1976	6 750	3 725	650	8,1	0,23	„	*M*	*G*
34	17 noiembrie 1976	7 145	2 650	250	17,3	0,16	„	*M*	*G*
35	17 noiembrie 1976	7 145	2 650	400	11,0	0,17	„	*M*	*G*
36	17 noiembrie 1976	7 145	2 650	600	10,0	0,25	„	*M*	*G*
37	26 ianuarie 1974	4 364	1 597	60	88,0	0,25	Anina	*M*	*G*
38	26 ianuarie 1974	4 364	1 597	390	9,0	0,26	„	*M*	*G*
39	26 ianuarie 1974	4 364	1 597	1 100	2,0	0,50	„	*M*	*G*
40	21 martie 1974	7 010	2 414	80	130,0	0,03	„	*M*	*G*
41	21 martie 1974	7 010	2 414	450	9,0	0,03	„	*M*	*G*
42	21 martie 1974	7 010	2 414	1 100	1,0	0,30	„	*M*	*G*

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 8.1 (continuare)

0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
43	21 martie 1974	7 010	2 414	2 440	0,2	0,50	Anina	*M*	*G*
44	26 ianuarie 1975	15 340	5 940	500	19,2	0,13	„	*M*	*G*
45	26 ianuarie 1975	15 340	5 940	825	13,3	0,24	„	*M*	*G*
46	26 ianuarie 1975	15 340	5 940	1 275	3,1	0,20	„	*M*	*G*
47	25 iulie 1976	2 470	980	200	10,0	0,10	Moldova Nouă	*M*	*G*
48	25 iulie 1976	2 470	980	400	3,7	0,15	„	*M*	*G*
49	25 iulie 1976	2 470	980	900	0,5	0,23	„	*M*	*G*
50	19 septembrie 1976	5 550	1 850	150	17,0	0,10	„	*M*	*G*
51	19 septembrie 1976	5 550	1 850	300	11,0	0,12	„	*M*	*G*
52	12 mai 1968	27 240	27 240	732	15,4	0,20	Băița	*I*	*C*
53	12 mai 1968	27 240	27 240	1 256	11,8	0,20	„	*I*	*C*
54	18 august 1968	37 945	37 945	732	28,5	0,20	„	*I*	*C*
55	18 august 1968	37 945	37 945	1 256	25,0	0,20	„	*I*	*C*
56	9 decembrie 1968	17 365	17 365	1 256	2,5	0,20	„	*I*	*C*
57	28 martie 1970	18 670	18 670	1 070	10,7	0,20	„	*I*	*C*
58	28 martie 1970	18 670	18 670	1 290	7,5	0,21	„	*I*	*C*
59	18 aprilie 1970	23 490	23 490	1 480	4,0	0,15	„	*I*	*C*
60	2 iulie 1970	16 815	16 815	1 168	20,8	0,20	„	*I*	*C*
61	12 septembrie 1970	22 985	22 985	505	10,4	0,22	„	*I*	*C*
62	12 septembrie 1970	22 985	22 985	1 168	6,0	0,20	„	*I*	*C*

* *I* — explozii instantanee
M — explozii cu microîntîrziere

** *C* — camere de minare
G — găuri de sondă
C+*G* — combinate

Scanned with OKEN Scanner

semnalăm mai ales studiul făcut la cariera de andezite Roșia Poieni, studiu care a inclus și determinarea spectrelor Fourier (pentru accelerație, viteză și deplasare), ceea ce a permis cunoașterea frecvențelor predominante ale oscilațiilor, frecvențe care au fost utile la calculul intervalului de întîrziere și la distribuția cantităților de exploziv pe treptele de întîrziere.

O încercare de determinare a constantelor H și β din relația (5.65) a fost făcută de *Mârza* și *Pântea* (1979) folosind 62 de seturi de date înregistrate în diferite amplasamente (tabelul 8.1). Încărcăturile totale (Q_{total}) și maxime pe treapta de întîrziere ($Q_{tr.\ max}$) sînt exprimate în kilograme echivalent AM-1. Cele 62 seturi de date provin de la 44 de explozii, din care 11 instantanee și 33 cu microîntîrziere (tabelul 8.1), explozii studiate în unele din lucrările citate mai sus. Unele din explozii au fost produse în găuri de sondă, unele în camere de minare și altele combinat (găuri de sondă și camere de minare) (tabelul 8.1). Din cele 62 seturi de date, 29 sînt de la Pietreni-Bistrița (Arnota), 7 de la Cernavodă, 10 de la Anina, 5 de la Moldova Nouă și 11 de la Măgulicea-Crăciunești (Băița).

Din datele de înregistrare seismică au fost folosite vitezele rezultante maxime de oscilație, v, și perioada de oscilație T.

În figura 8.4 sînt date reprezentările grafice ale vitezei maxime v a particulei în funcție de distanța redusă $r/\sqrt{Q}$ (unde Q este încărcătura maximă pe treapta de întîrziere, adică $Q=Q_{tr.\ max.}$), pentru seturile de date de la carierele Pietreni-Bistrița, Anina și Cernavodă, precum și reprezentarea grafică pentru toate datele din tabelul 8.1 (cazul combinării datelor de la cinci cariere). Valorile H și β rezultate din calcule sînt prezentate în tabelul 8.2.

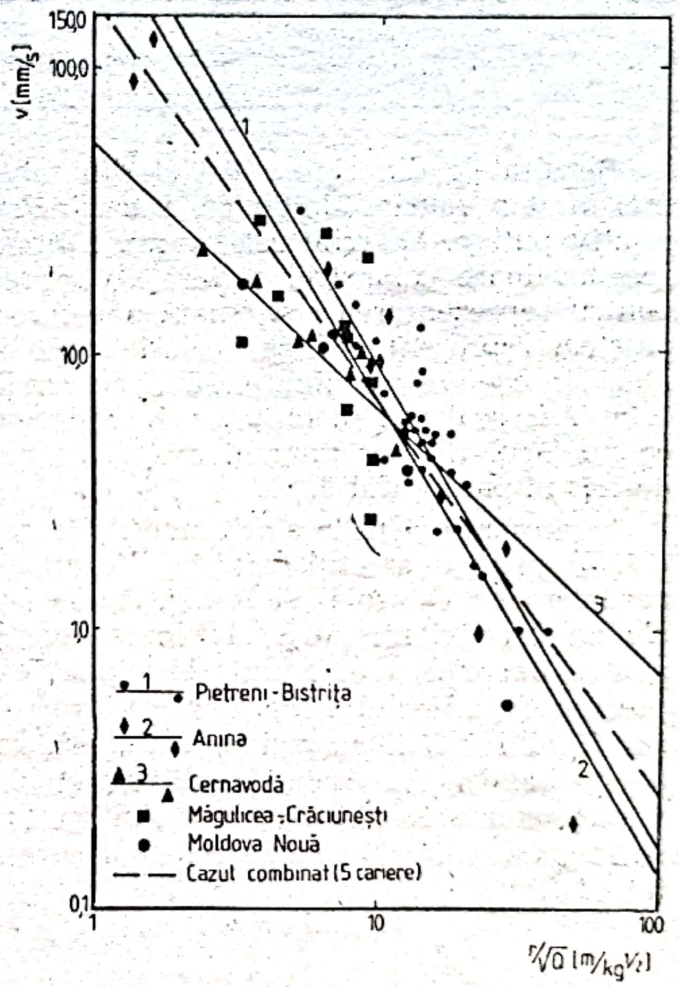


Fig. 8.4. Viteza maximă a particulei în funcție de distanța redusă pentru cinci cariere din România.

Cu ajutorul datelor din tabelul 8.2 sau al graficelor din figura 8.4, se pot afla distanțele reduse pentru diferite niveluri de vibrație, inclusiv pentru nivelurile maxime admisibile (vezi capitolele 4 și 5), iar relațiile (5.67) dau încărcătura maximă admisibilă, pentru diferite distanțe r, sau distanța minimă admisibilă între locul exploziei și obiectivul de protejat, pentru diferite încărcături Q.

Scanned with OKEN Scanner

Tabelul 8.2

Constantele H și β pentru unele cariere din România

Cariera	H	β	Factorul de calitate
Pietreni-Bistrița	44,15	1,70	0,88
Anina	32,25	1,68	0,96
Cernavodă	5,59	0,94	0,95
Cazul combinat (5 cariere)	16,49	1,40	0,89

Rezultatele din figura 8.4 și din tabelul 8.2 sînt preliminare și au mai mult o valoare simbolică, întrucît datele pentru fiecare carieră sînt relativ puține. Valorile relativ mult diferite ale constantelor H și β corespunzătoare celor trei cariere nu reprezintă un fapt prea încurajator pentru reprezentarea combinată a tuturor datelor (fig. 8.4). În afară de acestea, reprezentarea pe același grafic a datelor provenind de la explozii în camere de minare, găuri de sondă și combinat pune sub semnul întrebării scalarea distanței r cu rădăcina pătrată a încărcăturii. După ce numărul datelor va mai crește, se recomandă aplicarea procedeului descris în paragraful 5.2.3.

Interesante și utile sînt studiile făcute de *Almășan, Trîmbițașu et al.* (1985)[7] privind efectul seismic al exploziilor din carierele Polonița (în apropiere de Odorhei) și Racoș. Aceste studii se bazează pe înregistrări ale accelerației mișcării seismice a terenului și, de aceea, ele folosesc, pentru aprecierea efectului seismic al exploziilor, criteriul accelerației, precum și criteriul „energiei relative" (ER) al lui *Crandell* și factorul Z al lui *Zeller* (vezi capitolul 4). În afară de studiul propriu-zis, aceste lucrări (Almășan, Trîmbițașu et al., 1985)[7] au meritul de a „reda viață" unor criterii (Crandell, Zeller) care începuseră a fi abandonate și, în plus, sînt singurele de la noi care folosesc indicele de periculozitate definit de relația

$$I_p = E_c n_p, \tag{8.1}$$

în care: E_c este energia cinetică a vibrației în intervalul dat de timpul de persistență $t_p = n_p/f$ (unde f este frecvența vibrației); n_p — numărul de perioade al vibrației din intervalul în care amplitudinea mișcării rămîne mai mare de 60% din amplitudinea maximă.

Se deduce simplu (vezi paragraful 4.3.4) că

$$I_p = \frac{n_p}{8\pi^2} ER = \frac{t_p}{8\pi^2} Z \tag{8.2}$$

[7] Almășan, B., Trîmbițașu, M. și colaboratorii. Rapoarte de cercetare 1985, Biroul de expertiză și consulting — Universitatea din București.

Indicele I_p pare să fie mai cuprinzător decît factorii E R și Z, întrucît ține seama și de durata vibrației prin mărimea n_p sau t_p.

Măsurătorile de accelerații ale mișcării seismice a terenului au arătat, în cazul carierelor Poloniţa și Racoș, că legea de propagare conține distanța scalată cu rădăcina pătrată a încărcăturii.

Nu putem încheia acest subcapitol fără a aminti lucrările efectuate de Centrul de cercetări pentru securitate minieră (CCSM) din Petroșani[8] pentru studiul efectului seismic al exploziilor din carierele Somova, Cîmpu lui Neag, Roșia Poieni și al exploziilor subacvatice, tot controlate, de pe un șantier din zona Mangalia asupra construcțiilor din zonele respective. A fost folosită următoarea formă a legii de propagare a vibrațiilor

$$v=H\sqrt{\frac{Q}{r^3}}\quad f(n)=H\left(\frac{r}{\sqrt[3]{Q}}\right)^{-1,5}f(n), \tag{8.3}$$

unde: H este un coeficient ce depinde de proprietățile mediului de propagare a undelor, de tehnologia de împușcare etc.; $f(n)$ — o funcție ce caracterizează explozia cu microîntîrziere:

$$\begin{aligned} &f(n)=1 \text{ — pentru explozii instantanee;}\\ &f(n)=1-12{,}9\,(n\tau)^2, \text{ pentru } n\tau<0{,}15 \text{ s}\\ &f(n)=\frac{0{,}275}{\sqrt{n\tau}}, \text{ pentru } n\tau\geqslant 0{,}15 \text{ s,} \end{aligned} \tag{8.4}$$

unde n este numărul treptelor de întîrziere și τ intervalul de întîrziere.

Înregistrarea cîtorva explozii experimentale a permis evaluarea coeficientului H cu ajutorul relației (8.3). După aceasta, relația (8.3) a permis determinarea încărcăturii maxime admisibile (corespunzătoare oricărui nivel maxim admisibil de vibrație, exprimat prin viteza de oscilație, v) pentru orice distanță r dintre locul exploziei și obiectivele de protejat. Evident, s-a ținut seama și de funcția $f(n)$, iar la stabilirea încărcăturii maxime admisibile pe treapta de întîrziere s-a aplicat „regula celor două treimi", adică s-au luat în considerare două treimi din încărcătura rezultată din calcule. Acolo unde a fost cazul, s-a ținut seama și de amplificarea efectului seismic cauzată de frecvența prea mare a exploziilor. Pentru aceasta, încărcăturile rezultate din calcule au fost înmulțite (Mosinet, 1976) cu un coeficient $K_1=0{,}72$ cînd numărul anual N_e de explozii a fost mai mic de 100, cu $K_1=0{,}64$ pentru $100\leqslant N_e\leqslant 250$ și cu $K_1=0{,}56$ pentru $N_e>250$.

Pe baza cunoașterii perioadelor predominante de oscilație, măsurate pe seismograme, s-a determinat numărul optim de trepte de întîrziere și intervalul optim de întîrziere. Atunci cînd intervalele de întîrziere stabilite ca optime pentru asigurarea protecției seismice a obiectivelor din zonele respective nu au concordat cu cele stabilite ca optime pentru asigurarea unei granulații corespunzătoare, s-a micșorat numărul de trepte de împușcare pentru a realiza o micșorare a încărcăturii totale de exploziv.

---

[8] Rapoarte de cercetare, temele 49/1984, C.C.S.M. (Zaporojan et al.); 137/1984, C.C.S.M. (Helgiu et al.); 159/1984, C.C.S.M. (Fissgus et al.); 43/1985, C.C.S.M. (Zaporojan et al.) și Institutul de Mine (Fodor, Popa et al.).

Scanned with OKEN Scanner

Făcînd comparație cu metoda distanței reduse (vezi capitolul 5), rezultă că relația (8.3) este de tipul (5.63) în care se admite (fără a se dovedi) că $\alpha=1/3$ și $\beta=-1{,}5$. Față de relația (5.63), în (8.3) apare funcția $f(n)$, care vrea să caracterizeze împușcarea cu microîntîrziere.

Probabil că una din soluțiile mai bune ar fi reprezentată de o relație de forma

$$v=H\left(\frac{r}{Q^{\alpha}}\right)^{\beta} f(n), \tag{8.5}$$

pentru care ar urma să se determine experimental, în cazul fiecărei cariere și fiecărei tehnologii de împușcare, nu numai coeficientul H, ci și coeficienții α și β (vezi paragraful 5.2.3.), precum și funcția $f(n)$.

Interesante și utile sînt studiile făcute de CCSM și în cazul exploziilor subacvatice, pentru care, în afară de cercetarea efectului seismic exprimat prin relațiile (8.3) și (8.4), s-a abordat și problema suprapresiunii undei de șoc în apă. Pentru reducerea efectului seismic al acestor explozii, CCSM a aplicat o tehnică de prefisurare (tot cu ajutorul explozivilor), prin care a realizat un ecran de rocă fisurată (de rocă cu impedanță acustică micșorată) în calea frontului de undă. De asemenea, tot în scopul reducerii efectului seismic, a fost realizat un ecran cu perne de aer (vezi Fissgus et al., 1984)[8].

Studii ale efectului seismic produs de exploziile din unele cariere (Somova, Valea Morii, Coranda, Hondol) asupra lucrărilor (construcțiilor) miniere subterane au fost făcute tot de Centrul de cercetări pentru securitate minieră din Petroșani, folosind prima din cele două căi prezentate în subcapitolul 6.4, fie pentru determinarea încărcăturii maxime admisibile de exploziv pentru o anumită grosime a planșeului ce separă exploatarea la zi de cea în subteran, fie pentru determinarea grosimii minime admisibile a acestui planșeu corespunzătoare la diferite încărcături de exploziv.

În cazul carierei Roșia—Poieni a fost făcut și un studiu al efectului seismic al exploziilor asupra taluzurilor, folosind procedeul descris în subcapitolul 6.5.

8.2. Studii ale efectului seismic al exploziilor de derocare produse în amplasamentele unor construcții

Dintre studiile de acest gen făcute în țara noastră, cele mai importante sînt acelea privitoare la exploziile controlate de excavare produse în amplasamentele viitoarelor centrale nuclearo-electrice (CNE) (Pântea et al., 1980—1984)[9].

Efectuarea unor asemenea explozii de derocare este necesară pentru realizarea lucrărilor de fundații și altor amenajări.

Nivelurile maxime admisibile ale vibrațiilor, niveluri exprimate prin viteza particulei, sînt cele din tabelul 8.3 și ele sînt prevăzute într-una din prescripțiile tehnice AECL.

[9] Pântea, A. și colaboratorii, Rapoarte de cercetare, temele 30.78-3/1980; 8028/1981; 8029/1982; 8034/1983—1984, ICEFIZ/CFPS.

Scanned with OKEN Scanner

S-ar putea spune că lucrările s-au efectuat în cel puțin două etape. În prima etapă s-au determinat parametrii necesari (parametrii H și β ai legii de propagare, încărcătura maximă admisibilă și/sau distanța minimă admisibilă dintre locul exploziei și obiectivul de protejat), pe baza cărora au putut fi proiectate viitoarele explozii de derocare din amplasamentul CNE în așa fel încît să se respecte nivelurile maxime admisibile prezentate în tabelul 8.3. În cea de-a doua etapă s-au efectuat controale ale efectului seismic al exploziilor din amplasament, încît ele să nu depășească prescripțiile din tabelul 8.3.

Tabelul 8.3

Niveluri maxime admisibile de vibrații pentru amplasamente CNE

Tipul de structură	Viteza maximă a particulei, v [mm/s]
Excavația (roca) pregătită pentru turnarea betonului	250
Beton de 28 zile sau mai vechi	100
Beton între 7 și 28 zile	50
Echipamente montate în sistem	<50

Măsurătorile seismice s-au făcut în punctele indicate de proiectantul de specialitate, după trei componente (radială, transversală și verticală). Aparatura seismică folosită a fost asemănătoare cu aceea utilizată în cercetările obișnuite de efect seismic al exploziilor asupra construcțiilor (vezi subcapitolul 8.1 sau 4.1).

Au fost înregistrate multe explozii, ceea ce a permis determinarea parametrilor H_p și β_p din legea de propagare exprimată de relația (5.65) pentru toate cele trei componente ale vitezei particulei (și pentru rezultanta orizontală și totală) și pentru fiecare zonă de explozii, întrucît, după cum s-a arătat în capitolul 5, acești doi parametri depind de tehnologia de împușcare, tipul de exploziv folosit, geologia amplasamentului, de efectele direcționale etc. Ei depind, bineînțeles, și de direcția după care se măsoară mișcarea (radială, transversală etc.). S-a admis scalarea distanței r cu rădăcina pătrată a încărcăturii, întrucît exploziile au avut loc în cavități cilindrice (găuri de sondă).

Fiind cunoscută legea de propagare, a fost simplu să se determine încărcătura maximă admisibilă pentru orice r și/sau distanța minimă admisibilă pentru orice Q, cu ajutorul relațiilor (5.67), pentru orice nivel de vibrație exprimat de viteza particulei (tabelul 8.3).

În etapa a doua de studiu s-a continuat efectuarea de înregistrări ale exploziilor de derocare (produse în amplasamentul CNE) în scopul verificării parametrilor determinați în prima etapă și supravegherii seismice, astfel încît să fie respectate nivelurile maxime admisibile de vibrație.

Pentru a pune în evidență comportarea parametrilor dinamici ai solului în cazul încărcării solului și, totodată, pentru determinarea experimentală a conlucrării sol-structură, s-a executat un model cilindric al CNE și s-au efectuat măsurători ale mișcării modelului (deplasări și accelerații) după diferite grade de libertate, în urma excitării lui dinamice prin diferite metode, printre care și metoda de excitare prin explozii detonate în găuri de sondă. Rezultatele au fost folosite la calculul și proiectarea antiseismică a centralei nuclearo-electrice.

Scanned with OKEN Scanner

8.3. Experimente privind tasarea unor terenuri cu ajutorul exploziilor. Efectul seismic al exploziilor de tasare

În ultima parte a capitolului 3 am arătat că exploziile produse la anumite adîncimi în aluviuni, nisipuri, loessuri pot avea un efect de subsidență, de tasare a rocilor de deasupra „punctelor" de explozie. Aplicații ale acestui efect au fost făcute și în țara noastră. Astfel, pentru a evita tasarea diferențiată a unor loessuri din unele amplasamente de construcții din zona Galați și din zona Năvodari, fenomen cauzat de greutatea construcțiilor, s-a încercat să se efectueze tasarea acestor loessuri cu ajutorul exploziilor, după umezirea în prealabil a loessurilor în cauză. Pentru aceasta au fost făcute experiențe în poligoane speciale. Un asemenea poligon experimental are aspectul celui schițat în figura 8.5 pentru cazul zonei Galați. Acesta a avut trei incinte: A, B_1 și B_2 (fig. 8.5). Mai întîi, au fost executate explozii de tasare în incinta B_1. Măsurătorile seismice pentru aceste explozii au fost făcute (Mârza și Pântea, 1974; 1975)[10] pe două profile perpendiculare pe laturile incintei B_1. Aceste două profile nu sînt schițate în figura 8.5, însă ele au fost asemănătoare cu cele din cazul exploziilor din incinta B_2. Adică unul din profile a conținut patru puncte de măsurare, la 5 m, 25 m, 45 m și 65 m de latura mare a incintei, iar celălalt profil a avut numai două puncte

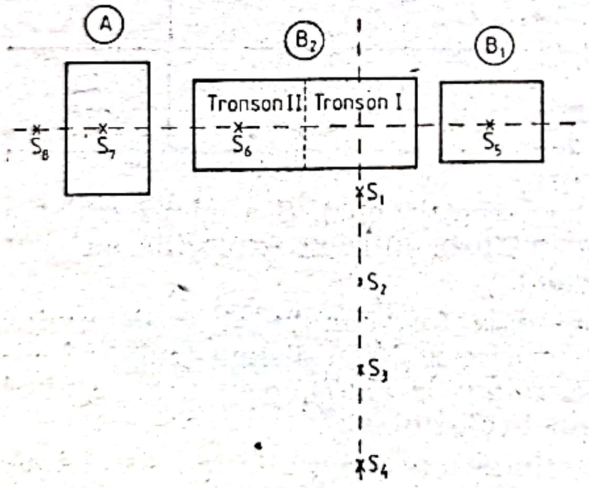


Fig. 8.5. Schema de măsurători seismice pe un poligon experimental de tasare a terenului cu ajutorul exploziilor:
$S_1 \ldots S_8$ — puncte de măsurare.

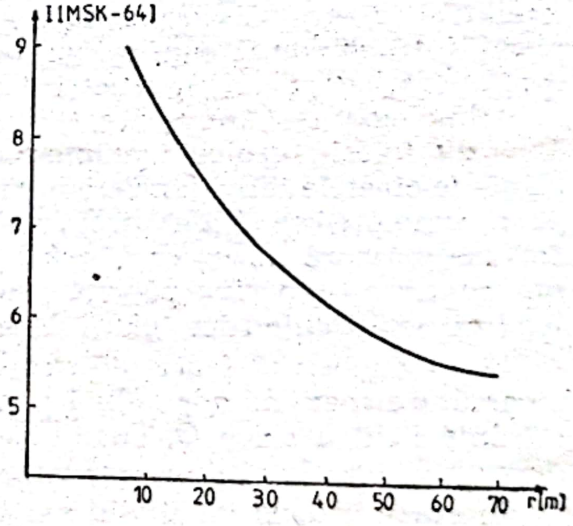


Fig. 8.6. Grafic de variație a intensității I în funcție de distanță, în cazul poligonului experimental de tasare a terenului prin explozii, din zona Galați.

de măsurare, la 5 m și la 65 m de latura mică (a incintei B_1) dinspre viitoarea incintă B_2.

Exploziile de tasare au fost produse în găuri adînci de 13 m, cu diametrul de 0,15 m, tubate cu țevi metalice. Încărcătura de exploziv a

[10] Mârza, V., Pântea, A. — Rapoarte de cercetare, temele 72/1974 și 2/1975, ICEFIZ/CFPS.

Scanned with OKEN Scanner

fost de 10 kg (dinamită 2), burată cu nisip. Incinta B_1 a avut dimensiunile 28×21 m și a cuprins 50 de găuri. Incinta B_2 a avut două tronsoane, fiecare de dimensiuni 28×23 m și cuprinzînd cîte 49 de găuri.

Măsurătorile seismice pentru exploziile din tronsonul *I* al incintei B_2 a poligonului experimental au fost făcute, așa cum am arătat mai sus, tot pe două profile: unul perpendicular pe latura mare a tronsonului și celălalt de-a lungul axei de simetrie longitudinale a incintei B_2 (fig. 8.5). În același mod s-au efectuat măsurătorile și pentru tronsonul *II*.

Pe baza determinării vitezei particulei au fost estimate intensitățile exploziilor în punctele de măsurare. Figura 8.6 exprimă variația intensității *I* a exploziilor din incinta B_1 și din incinta B_2 (tronsoanele *I* și *II*) în funcție de distanța *r* față de latura cea mai apropiată a incintei (latura mare, respectiv, latura mică a incintei, în funcție de profilul pe care se află punctul de măsurare).

Determinarea efectului seismic exprimat prin curba din figura 8.6 a fost necesară în vederea folosirii exploziilor la tasarea terenurilor loessoide din zona locuită cercetată.

În zona Năvodari s-a aplicat o tehnologie asemănătoare în general cu cea prezentată mai sus.

8.4. Rezultate ale studiului structurii litosferei cu ajutorul exploziilor din cariere. Date privind adîncimea limitei superioare a astenosferei

Studiul structurii adînci a litosferei în România, prin metode seismice de prospecțiune, a început în anul 1966 (vezi lucrarea lui Enescu et al., 1967) și a continuat, mai întîi, de-a lungul a trei profile seismice care au traversat principalele unități geotectonice ale țării: profilul internațional *II* (Galați—Călărași), profilul transcarpatic *XI* (Galați—Tg. Mureș—Oradea) și profilul *XII* (Băilești—Tîrgu Jiu). Pentru aceste studii, s-au înregistrat explozii cu încărcături de 2—3 t, la distanțe variabile (0—140 km) în funcție de obiectivul geologic luat în considerare.

După cum se știe, dintre metodele geofizice, metoda seismologică și metoda seismică de prospecțiune sînt preferate în studiul litosferei, deoarece acestea conduc la rezultate cantitative de precizie superioară. Metoda seismică de prospecțiune este însă mai costisitoare decît celelalte, întrucît ea necesită efectuarea de foraje (chiar dacă sînt de mică adîncime) și folosirea de exploziv în cantități mari.

În scopul micșorării substanțiale a costului lucrărilor seismice pentru cercetarea structurii litosferei, s-a trecut, de aproximativ 10 ani, la folosirea exploziilor industriale din cariere, eliminîndu-se astfel, pentru o bună parte din lucrări, necesitatea efectuării de foraje speciale pentru prospecțiune și făcînd o mare economie de exploziv.

A fost necesară punerea la punct a unei tehnici de lucru privind transmiterea prin radio a momentului exploziei, ceea ce a necesitat construirea, în acest scop, a unui dispozitiv electronic adaptat echipamentului de înregistrare seismică.

Scanned with OKEN Scanner

Studii ale structurii crustei terestre folosind înregistrările seismice ale exploziilor din cariere au fost efectuate și în alte țări (vezi, de exemplu, Hamilton et al., 1964; Bayerly și Brooks, 1980).

În țara noastră au fost folosite, la început, explozii industriale de la cariere din Muntenia și Oltenia (cariere din zonele Fieni, Cîmpulung-Muscel, Tîrgu Jiu etc.). Exploziile industriale cel mai mult folosite în studiul structurii crustei terestre au fost dintre cele produse în cariere din nordul și centrul Dobrogei (carierele Mahmudia, Sitorman, Greci etc.), iar înregistrările seismice au fost făcute în special pe profile (profilele Sitorman—Mahmudia, Sitorman—Negru Vodă, Sitorman—Turcoaia, Mahmudia—Cerna, Sitorman—Seimenii Mari). Au fost înregistrate unde refractate (frontale) și unde reflectate în special de la limita Mohorovičić. Prelucrarea datelor de înregistrare, care a inclus identificarea și corelarea undelor, construirea hodografilor, determinarea vitezelor de propagare și a adîncimilor limitelor de separație (suprafețelor Mohorovičić, Conrad etc.) a fost făcută (Rădulescu et al., 1978—1983[11]; Răileanu et al., 1984—1985[12]) folosind procedee cunoscute din seismica de prospecțiune (vezi, de exemplu, Enescu, 1963—1969) sau din seismologie (Savarenski și Kirnos, 1955; Demetrescu și Petrescu, 1960; Båth, 1973), procedee care au la bază elementele de teorie prezentate în capitolul 2.

Un calcul estimativ, efectuat folosind datele privind undele longitudinale reflectate, înregistrate pe profilul Sitorman—Mahmudia, a condus la valorile de 31 km pentru adîncimea suprafeței Mohorovičić și circa 15 km pentru adîncimea suprafeței Conrad. Calcule asemănătoare, făcute în cazul undelor reflectate înregistrate pe profilul Sitorman—Negru Vodă, arată că suprafața Mohorovičić se află, în acea zonă, la adîncimea de 28—30 km.

Pe baza înregistrării unei explozii din cariera de la Iacobdeal, la stația seismologică Topalu, s-a determinat adîncimea de circa 38 km pentru suprafața Mohorovičić, adîncime ce ar corespunde unei zone din vecinătatea sud-vestică a localității Cîrjelari.

Secțiunea seismică prezentată în figura 8.7 arată grosimea crustei terestre și existența unui orizont de contrast seismic în cuprinsul formațiunilor cristaline. După *Rădulescu et al.* (1983)[11], acesta reprezintă, probabil, limita dintre complexul șisturilor verzi și seria șisturilor cristaline cu un grad mai avansat de metamorfism. La sud de cariera Sitorman s-a pus în evidență un accident tectonic major (fig. 8.7) considerat a corespunde faliei Capidava—Ovidiu.

Din figura 8.7 se observă, de asemenea, că, la circa 3 km nord de Constanța, adîncimea discontinuității Mohorovičić are valori de aproximativ 30 km, iar spre nord-vest adîncimea acestei limite crește, ajungînd, la nord-est de Casimcea, la valori în jur de 38 km.

În afara rezultatelor prezentate mai sus privind suprafețele Conrad și Mohorovičić, cercetările seismice din Dobrogea, bazate pe înregistrarea exploziilor din cariere, au pus în evidență și limite de separație mai superficiale, cum sînt: cea prezentată în secțiunea din figura 8.7; aceea care separă pătura sedimentară (mai precis, calcarele jurasice) de șistu-

[11] Rădulescu, F. și colaboratorii, Rapoarte de cercetare, temele 31.78.5/1978—1979; 31.80.1/1980; 31.81.3/1981—1983, ICEFIZ/CFPS.

[12] Răileanu, V. și colaboratorii, Rapoarte de cercetare, tema 31.84.3/1984—1985, ICEFIZ/CFPS.

Scanned with OKEN Scanner

rile verzi, pe profilul Sitorman—Seimenii Mari (fig 8.8); limite de separație din complexul sedimentar. Accidentul tectonic din partea de vest (fig. 8.8) corespunde faliei Capidava—Ovidiu.

Multe explozii de la carierele din Dobrogea au fost înregistrate de o serie de stații seismologice, în special de stațiile Carcaliu, Topalu, Istrița,

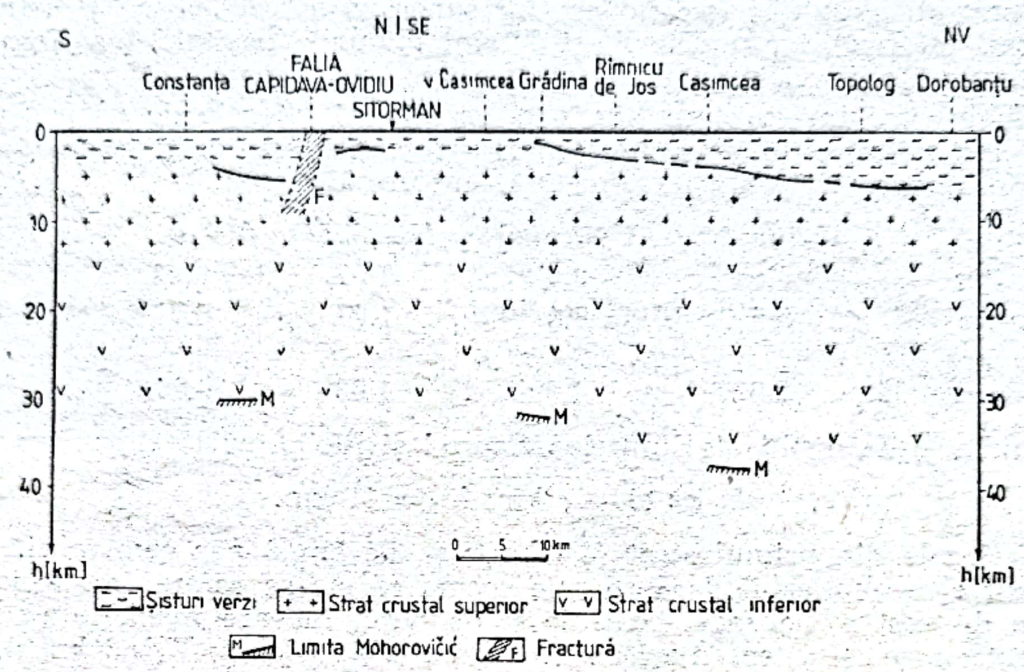


Fig. 8.7. Secțiune seismică crustală în Dobrogea.

Vrîncioaia, Cheia, Colonești și Popeni. Pe seismogramele înregistrate la aceste stații au fost identificate undele P și S provenite de la explozii din cariere dobrogene și au fost citiți timpii de sosire ai acestor unde, timpi care, împreună cu ora la origine, determinată prin metode cunoscute din

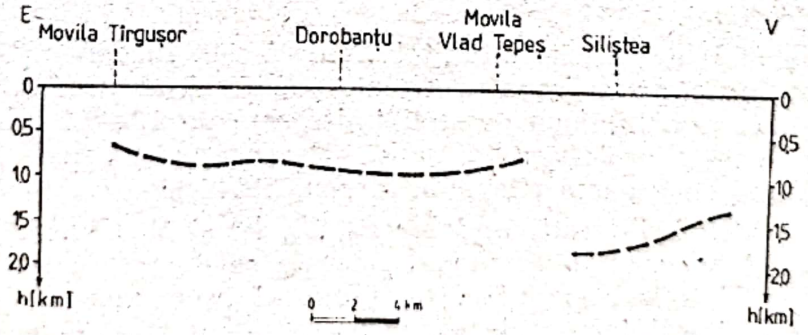


Fig. 8.8. Secțiune seismică pe profilul Sitorman — Seimenii Mari (Dobrogea).

seismologie, au permis calcularea timpilor de parcurs t_P și t_S ai celor două tipuri de unde.

Cunoașterea duratelor de parcurs t_P și t_S și a distanțelor x dintre epicentrele exploziilor și cele șapte stații seismologice amintite mai sus a făcut posibilă reprezentarea din figura 8.9, în care, după cum se ob-

Scanned with OKEN Scanner

servă, au fost identificate trei unde de tip P și trei de tip S (Enescu, 1984[13]).

Cele trei unde de tip P au fost notate cu P_g, P^* și P_n, și cele de tip S cu S_g, S^* și S_n, întrucît, după aspectul hodografilor din figura 8.9, undele P_g și S_g sînt unde „directe", care s-au propagat prin așa-zisul strat granitic, undele P^* și S^* sînt unde frontale formate pe limita dintre stratul „granitic" (stratul crustal superior) și cel „bazaltic" (stratul crustal inferior), iar undele P_n și S_n sînt tot unde frontale, însă formate pe limita Mohorovičić.

În această interpretare (fig. 8.9), rezultă că vitezele de propagare a undelor seismice în cele două mari strate ale crustei terestre și sub limita Mohorovičić, în zona cercetată, sînt următoarele:

Stratul	V_P [km/s]	V_S [km/s]	$K=V_P/V_S$	ν	
Granitic	6,0	3,6	1,67	0,22	
Bazaltic	6,5	3,9	1,67	0,22	(8.6)
Litosfera subcrustală	7,9	4,3	1,83	0,30	

iar adîncimile medii ale limitelor Conrad și Mohorovičić sînt:

$$h_C \simeq 14—15 \text{ km}; \quad h_M \simeq 41 \text{ km}. \tag{8.7}$$

Vitezele din primul strat (6,0 km/s și 3,6 km/s) par cam mari, însă faptul este explicabil dacă se ține seama că ele se referă în special la zona de vest a Dobrogei centrale și de nord, în care formațiunile sînt caracterizate de viteze mari de propagare ($V_P \geqslant 5$ km/s; $V_S \geqslant 3$ km/s), începînd chiar din apropierea suprafeței pămîntului. Valoarea raportului $K=V_P/V_S=1,67$ și a coeficientului Poisson $\nu=0,22$ sînt în bună concordanță cu cele obținute de Jianu (1973)[14] pentru crusta terestră din alte zone ale României.

Ținînd seama de pozițiile stațiilor seismice și ale epicentrelor exploziilor, rezultă că datele din (8.6) referitoare la litosfera subcrustală sînt niște valori medii ale parametrilor respectivi pentru o zonă care ar cuprinde nord-estul Munteniei, vestul Dobrogei centrale și de nord și partea de sud a Moldovei.

Valoarea (8.7) a adîncimii limitei Conrad este în concordanță cu rezultatele obținute pe segmentul Galați—Călărași al profilului internațional *II*, pe care adîncimea acestei limite este de 13—15 km la sud de prelungirea spre nord—vest a faliei Peceneaga—Camena și de circa 20 km la nord de aceasta (Constantinescu, 1972[15]).

Se observă că hodografii undelor P_g, S_g, P^* și S^* (fig. 8.9) nu indică prezența faliei Peceneaga—Camena. Aceasta se datorește fie faptului că săritura faliei este relativ mică, fie modului în care au fost construiți acești hodografi (aliniamentele explozie-stație nu sînt pe o singură direcție, pe un singur profil).

Hodografii construiți pentru undele P_n și S_n (fig. 8.9) și, implicit, adîncimea medie $h_M \simeq 41$ km a discontinuității Mohorovičić se referă, evident,

[13] Enescu, D., Raport de cercetare, tema 31.84.3/1984, Capitolul 3, ICEFIZ/CFPS.

[14] Jianu, D., Raport de cercetare, 1973, Arhiva I.G.G.

[15] Constantinescu, P., Teză de doctorat, Universitatea din București, 1972 (conducător științific — Enescu, D.).

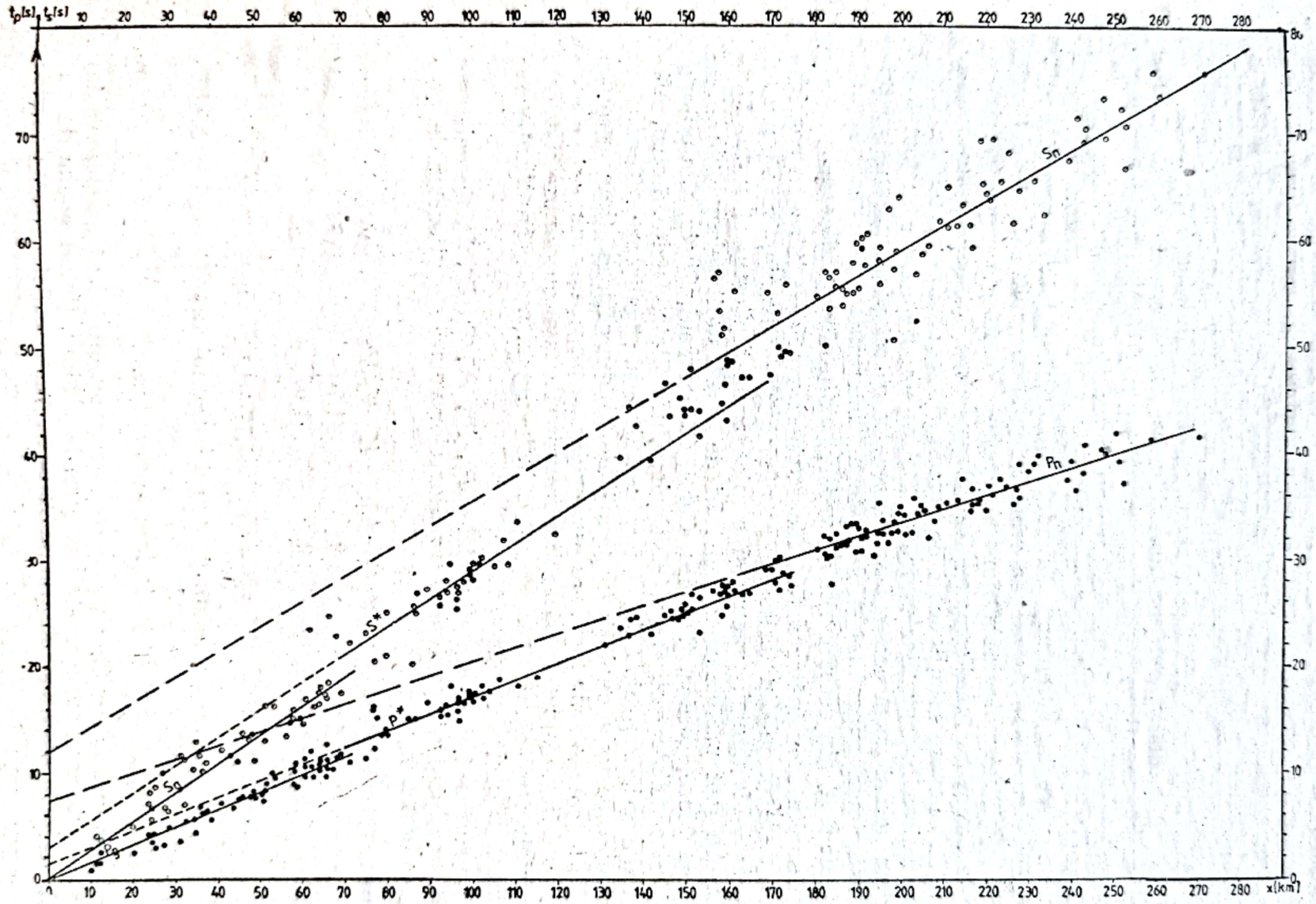


Fig. 8.9. Hodografi ai undelor P_g, P^*, P_n, S_g, S^* și S_n provenite de la explozii din cariere din Dobrogea și înregistrate la stațiile Carcaliu, Topalu, Istrița, Vrîncioaia, Cheia, Colonești și Popeni.

la aceleași zone la care am arătat mai sus că se referă datele din (8.6) privind litosfera subcrustală.

În seismologia cutremurelor naturale se obișnuiește să se construiască hodografi folosind înregistrările unui singur cutremur (uneori folosind înregistrările de la mai multe cutremure) la stații seismologice amplasate la diferite distanțe (evident!) și în diferite azimuturi pe suprafața Pămîntului. La acest procedeu s-a apelat cînd s-au construit hodografii din figura 8.9, ceea ce a făcut ca ei să prilejuiască determinarea unor valori medii și, evident, aproximative ale vitezelor și adîncimilor pentru zonele menționate mai sus.

S-ar putea crede că erorile care au putut fi comise la determinarea coordonatelor epicentrelor și orei la origine ale exploziilor ar reprezenta un mare inconvenient al modului în care au fost construiți hodografii din figura 8.9. Asemenea erori influențează puțin datele obținute de la 5 stații seismologice (Colonești, Popeni, Vrîncioaia, Cheia și Istrița) din cele 7 care au înregistrat exploziile respective, întrucît aceste 5 stații se află la distanțe relativ mari de epicentrele exploziilor studiate. Cum la construirea hodografilor undelor P_n și S_n din figura 8.9 au fost folosite date numai de la aceste 5 stații, rezultă că cel puțin parametrii (viteze, adîncimea suprafeței Mohorovičič) determinați pe baza acestor hodografi sînt, din acest punct de vedere, puțin afectați de erori.

Un studiu asemănător a fost făcut (Enescu, 1986[16]) luînd în considerare o mare parte din teritoriul României (Transilvania, Banat, nordul Olteniei și Munteniei, precum și o mică parte din estul și sudul Moldovei). Au fost prelucrate înregistrări de la 24 stații seismologice (Argeș, Baia Mare, Buziaș, Carcaliu, Carei, Căldărușani, Cheia, Cîmpulung, Cluj-Napoca, Colonești, Deva, Fîntînele, Gura Zlata, Istrița, Lotru, Mediaș, Odobești, Popeni, Sebeș, Surduc, Șușara, Timișoara, Topalu și Vrîncioaia) ale unor explozii (în număr de 98) din cariere aflate în multe zone reprezentative ale țării. Nu este exclus ca printre evenimentele seismice luate în considerare să se fi strecurat și cîteva cutremure naturale superficiale, însă acestea nu au putut influența în mod semnificativ rezultatele.

Construirea hodografilor undelor P_g, P^*, P_n, S_g, S^*, S_n înregistrate (fig. 8.10) a prilejuit evaluarea următoarelor valori ale vitezelor de propagare a undelor:

Stratul	V_P [km/s]	V_S [km/s]	$K=V_P/V_S$	ν
Granitic	5,6	3,3	1,70	0,23
Bazaltic	6,5	3,9	1,67	0,22
Litosfera subcrustală	7,8	4,3—4,4	1,77—1,81	0,27—0,28

(8.8)

și următoarelor adîncimi medii pentru discontinuitățile Conrad și Mohorovičić:

$$h_C \simeq 18 \text{ km}; \quad h_M \simeq 39 \text{ km}. \tag{8.9}$$

Evident, procedeul folosit mai sus are dezavantajul că „ascunde" detaliile privind structura crustei terestre. În schimb, ținînd seama de numărul mare de date de observație folosite, valorile determinate pentru

[16] Enescu, D., Raport de cercetare (de etapă), tema 31.84.3/1986, Subcapitolul 1.2, ICEFIZ/CFPS.

Scanned with OKEN Scanner

viteze și adîncimi (valorile (8.8) și (8.9)) și foarte apropiate de valorile medii reale pentru întregul teritoriu considerat.

Pentru a vedea în ce măsură sînt în concordanță aceste rezultate cu cele obținute prin alte metode, prezentăm în figura 8.11 o hartă cu izobate la nivelul discontinuității Mohorovičić.

Harta din figura 8.11 este reprodusă după raportul lui *Răileanu et al.* (1986)[17], însă această hartă, precum și schița cu izobate la nivelul limitei

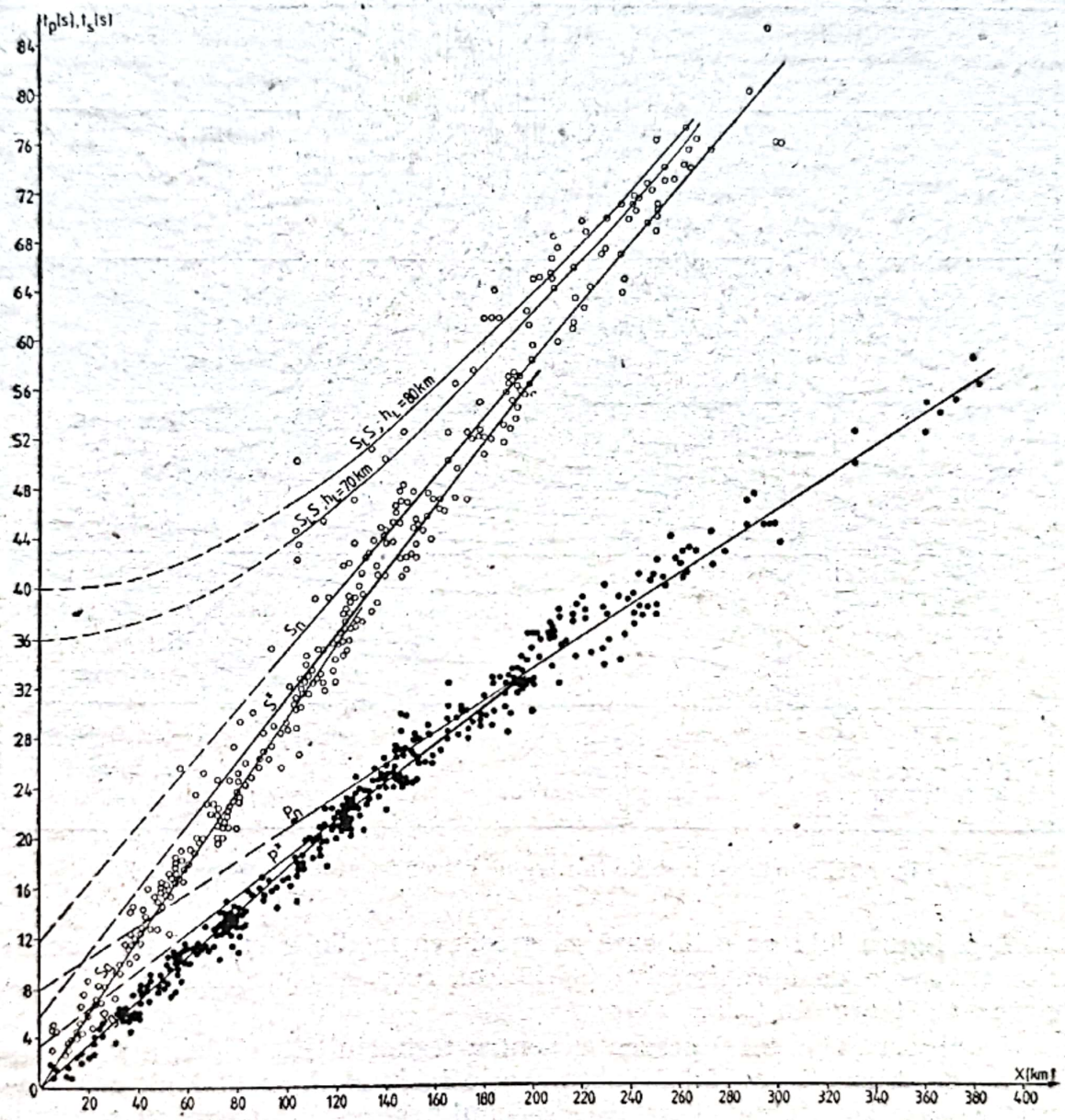


Fig. 8.10. Hodografi ai undelor P_g, P^*, U_n, S_g, S^* și S_n provenite de la explozii din mai multe zone ale României și înregistrate la stații seismologice românești.

Mohorovičić, care reprezintă o bună parte din esența tezei de doctorat a lui *Rădulescu* (1979)[18] (ca de altfel, aproape întreaga teză), nu sînt rezul-

[17] Răileanu, V. și colaboratorii, Raport de cercetare (de fază), temă 31.85.3/1986, ICEFIZ/CFPS.

[18] Rădulescu, F., Teză de doctorat, Universitatea din București, 1979 (conducător științific — Enescu, D.).

Scanned with OKEN Scanner

tatul cercetărilor unui grup restrîns de specialişti (cu atît mai mult, nu sînt rezultatul muncii unui singur cercetător), ci al unui grup mare constituit (în ordine alfabetică) din: *Constantinescu* (Liviu şi Petre), *Cornea, Enescu, Ibadof, Pompilian, Popovici, Rădulescu, Răileanu, Roşca, Socolescu, Şova, Visarion ş.a.*, iar după anul 1980 au mai contribuit (evident, numai la harta din figura 8.11) şi *Bălă, Biter, Fabian, Stiopol.*

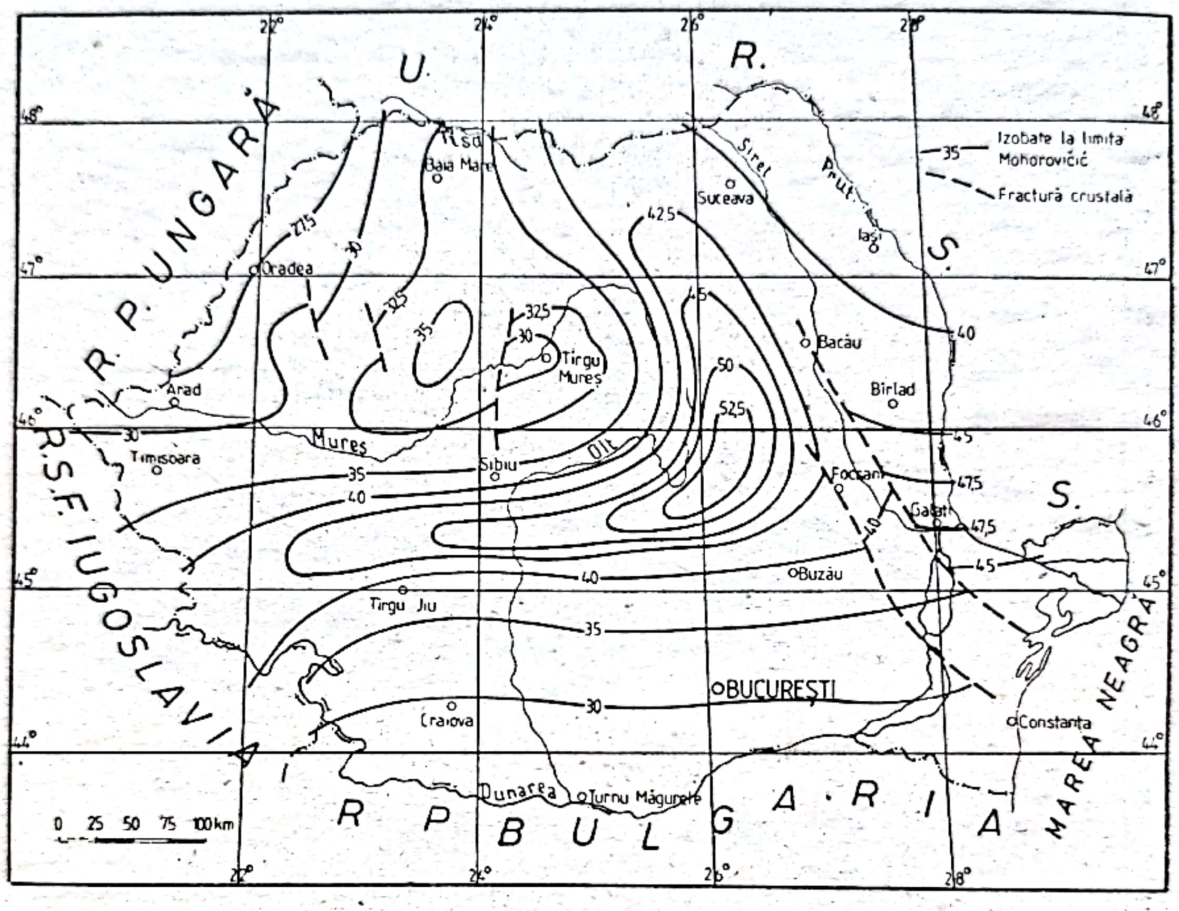


Fig. 8.11. Hartă cu izobate la nivelul discontinuităţii Mohorovičić.

Din figura 8.11 se estimează că grosimea medie a crustei terestre în România este de aproximativ 35—40 km, ceea ce concordă cu valoarea corespunzătoare din (8.9).

Se observă (fig. 8.11) prezenţa, pentru teritoriul României, a trei subtipuri de crustă terestră: 1) subtipul geosinclinal (h_M>40 km), care caracterizează zona Carpaţilor şi a orogenului nord-dobrogean; 2) subtipul platformic (h_M=30—40 km) prezent în Platforma Moesică şi Platforma Moldovenească; 3) subtipul panonic (h_M<30 km), care apare în zona Depresiunii Panonice.

În cuprinsul Depresiunii Transilvaniei şi în Munţii Apuseni, crusta are grosimi mai mici (h_M=30—35 km) decît în zonele Carpaţilor Orientali şi Meridionali. Trecerile de la zone cu anumite grosimi ale crustei la zone cu alte grosimi se fac lent sau prin intermediul unor zone de fracturi profunde (cum pare să fie trecerea de la crusta groasă a Carpaţilor la cea relativ subţire din Depresiunea Transilvaniei).

Scanned with OKEN Scanner

Grosimea maximă a crustei terestre de sub teritoriul României apare în zona curburii Carpaților Orientali. Se observă (fig. 8.11) că fracturile crustale Peceneaga—Camena și Capidava Ovidiu vin să complice configurația structurii crustei terestre în zonele respective. Falia Peceneaga—Camena determină o variație bruscă a grosimii crustei cu circa 10 km și separă astfel un bloc crustal nordic cu grosimi mari (Orogenul nord-dobrogean) de unul sudic mai subțire.

Datele obținute pînă în prezent privind adîncimea limitei Conrad în România sînt încă insuficiente pentru a construi o hartă cu izobate la nivelul acestei discontinuități, deși *Răileanu et al.* (1986)[17] prezintă o asemenea hartă, însă, după cum recunosc chiar autorii raportului respectiv, aceasta are mai mult un caracter informativ-orientativ. Datele existente arată că adîncimea limitei Conrad are valori cuprinse într-o gamă destul de mare (10—30 km), adîncimea cea mai mare fiind în zona curburii Carpaților Orientali (mai precis, în Avanfosa carpatică), iar adîncimea cea mai mică, în centrul Bazinului Transilvaniei.

În ceea ce privește grosimea litosferei sau, ceea ce este același lucru, adîncimea limitei superioare a astenosferei, rezultatele seismologice pentru teritoriul României, obținute pînă în anul 1986, sînt foarte sărace. Ele se referă la zona de curbură a Carpaților Orientali și la o zonă foarte mică din Transilvania (Constantinescu și Enescu, 1985). Pentru rezolvarea acestei probleme, inițiativa a fost luată în ultimii ani de alte metode geofizice de cercetare, ca sondajul magnetoteluric (Stănică, 1984) și geotermia (Rădulescu et al., 1985; Demetrescu et al., 1986[19]). Datele de sondaj magnetoteluric indică valori cuprinse între 80 și 250 km pentru adîncimea limitei superioare a astenosferei sub teritoriul României. După datele de flux termic (Rădulescu et al., 1985; Demetrescu et al., 1986[19]), grosimea litosferei variază de la 60 km (în Depresiunea Panonică și Platforma Moesică) la 200—300 km în estul țării pe aria de dezvoltare a Platformei Moldovenești. Între aceste valori extreme apar grosimi intermediare în Avanfosa carpatică (160—180 km), Carpații Orientali (85—170 km), Munții Apuseni (110—120 km) și Depresiunea Transilvaniei (95—100 km). Autorii acestor rezultate susțin că ele „se încadrează în domeniul indicat de modelul regional al litosferei din Europa, elaborat de Čermák, care evidențiază o litosferă groasă, caracteristică ariilor platformice și orogenice (alpino-carpatice) și una subțire, corespunzătoare Depresiunii Panonice".

Plecînd de la faptul că descoperirea astenosferei aparține în primul rînd seismologiei, părții superioare a acestei pături spunîndu-i-se și stratul de viteză redusă din mantaua Pămîntului, s-a considerat necesar să se întreprindă studii pentru evaluarea grosimii litosferei în România folosind cît mai multe date seismice. Rezultatele unui studiu de acest gen au fost obținute (Enescu, 1986[16]) folosind înregistrările unor puternice explozii din cariere la unele stații seismice din România.

Din figura 8.10 se observă că deasupra hodografului undei frontale S_n se află o mulțime de puncte (relativ mult depărtate de hodograful S_n) a căror prezență n-a putut fi justificată decît admițînd (Enescu, 1986[16]) înregistrarea, la unele stații seismice a undei transversale reflectate pe limita de la baza litosferei, undă notată cu S_LS. În figura 8.10 este reprezentat hodograful acestei unde, hodograf calculat în două ipo-

[19] Demetrescu, C. și colaboratorii. Program și rezumate. Sesiunea de comunicări „Progrese în fizică" Galați, octombrie 1986.

Scanned with OKEN Scanner

teze: h_L=70 km și h_L=80 km. Astfel, datele din această figură arată că grosimea medie a litosferei, pentru zonele din România luate în considerare, este:

$$h_L = 70—80 \text{ km} \qquad (8.10)$$

Acest rezultat este în concordanță cu cele cîteva evaluări făcute anterior (vezi Constantinescu și Enescu, 1985).

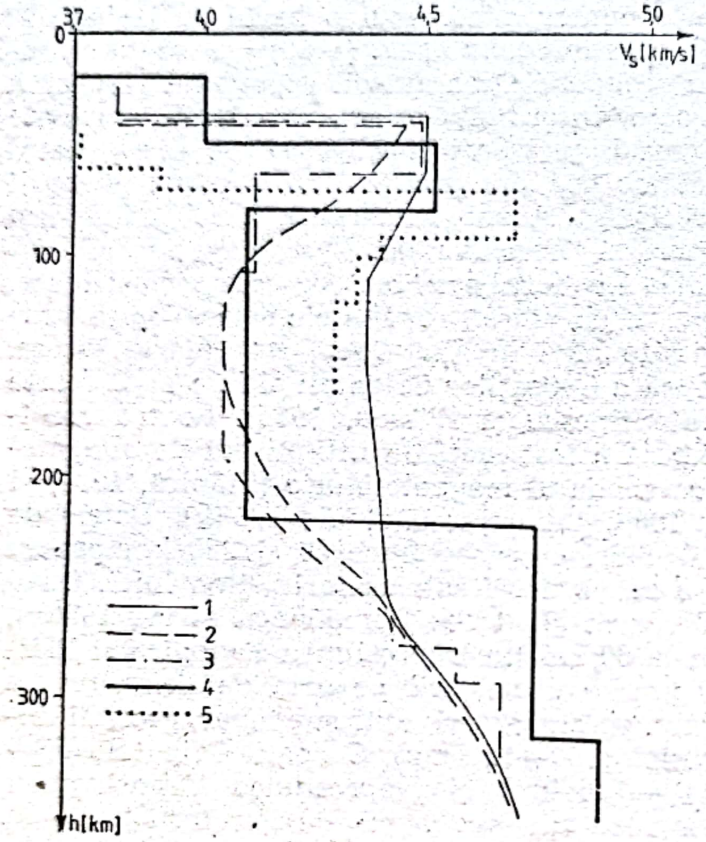


Fig. 8.12. Distribuții ale vitezei undelor transversale cu adîncimea, pentru regiuni muntoase:
1 — model global pentru regiuni muntoase (Riftul est african, sud-vestul Statelor Unite, regiunea Podișului Tibet și Himalaiei etc.); *2* — Marele Bazin; *3* — sud-vestul Statelor Unite; *4* — creasta de vest a Alpilor; *5* — Podișul Tibet și Munții Himalaia.

Absența undei reflectate P_LP (fig. 8.10) demonstrează că baza litosferei nu marchează și un contrast de viteză a undelor longitudinale sau, probabil, acest contrast este foarte slab.

Considerăm oportun să prezentăm mai jos o foarte succintă analiză a rezultatelor seismologice obținute pentru alte regiuni de pe Pămînt în ceea ce privește adîncimea limitei superioare a stratului de viteză redusă din manta (grosimea litosferei). Asemenea rezultate sînt prezentate în figurile 8.12—8.14 sub formă de grafice ale distribuției vitezei undelor transversale cu adîncimea.

Pentru regiuni muntoase sînt date în figura 8.12 rezultatele obținute de *Nakanishi* (1981) (curba *1*), *Priestley* și *Brune* (1978) (curba *2*), *Cara* (1979) (curba *3*), *Knopoff, Mueller* și *Pilant* (1966) (curba *4*), *Chen* și *Molnar* (1981) (curba *5*). Se observă (fig. 8.12) că adîncimea limitei superioare a astenosferei, în cazul regiunilor muntoase, are valori de la 60 km (chiar 50 km) pînă la 90 km. Valoarea cea mai mică a acestei adîncimi (fig. 8.12) corespunde regiunii Marelui Bazin. Cele mai mari valori ale adîncimii limitei superioare a astenosferei aparțin, după datele din figura 8.12, regiunii Alpilor (80 km) și regiunii Podișului Tibet și Munților Himalaia (90 km).

Scanned with OKEN Scanner

Regiunile de platforme vechi sînt reprezentate de curbele din figura 8.13, care exprimă distribuții ale vitezei undelor transversale după *Nakanishi* (1981) (curba *1*), *Brune* și *Dorman* (1963) (curba *2*) și *Cara* (1979) (curba *3*). După cum se observă, contrastul de viteză între litosferă și astenosferă este destul de slab în aceste cazuri (fig. 8.13), ceea ce a determinat pe unii cercetători să considere chiar că n-ar exista stratul de viteză redusă sub regiunile de platforme vechi. Din figura 8.13 re-

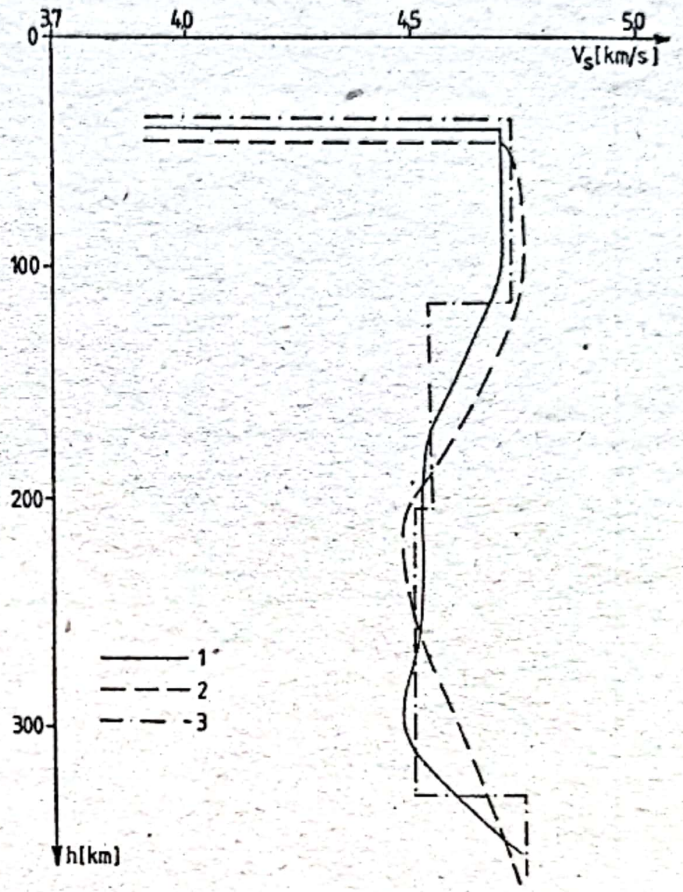


Fig. 8.13. Distribuții ale vitezei undelor transversale cu adîncimea, pentru regiuni de platforme vechi:

1 — model global pentru regiuni de platforme vechi (Scutul australian, Scutul baltic, Scutul indian, partea de nord a centrului Statelor Unite, Scutul Africii de Sud, Scutul canadian, Platforma Rusă etc.); *2* — nord-estul Statelor Unite; *3* — Scutul canadian.

zultă, totuși, că adîncimea limitei superioare a astenosferei în astfel de regiuni este de aproximativ 120—130 km.

Figura 8.14 conține rezultate obținute de *Nakanishi* (1981) (curba *1*), *Berry* și *Knopoff* (1967) (curba *2*) pentru regiuni de mări marginale. Contrastul de viteză între litosferă și astenosferă este mai mare (fig. 8.14) decît în celelalte cazuri (fig. 8.12 și 8.13), iar adîncimea limitei superioare a astenosferei este relativ mică (de aproximativ 50 km).

Dintre lucrările seismologice analizate de noi, una singură face excepție de la cele prezentate în figurile 8.12—8.14. Este vorba de lucrarea lui *Calcagnile et al.* (1982), care conține rezultate privind litosfera în zonele Italiei, Greciei și în regiuni limitrofe. Variațiile grosimii litosferei, indicate de această lucrare, sînt foarte mari. Pentru zona Alpilor, grosimea litosferei variază de la 50 la 130 km, iar în zonele Apeninilor și Greciei între 70 și 130 km. Mai mult, în zone ale mărilor Mediterană, Adriatică, Egee, Ionică, Ligurică și Tireniană grosimea litosferei are valori, după *Calcagnile et al.* (1982), de la 30 la 110 km.

Rezultatele obținute privind distribuția vitezei undelor longitudinale n-au cum să fie luate în considerare aici, întrucît este puțin probabil ca

Scanned with OKEN Scanner

sub baza litosferei să existe un strat de viteză redusă a undelor longitudinale. De exemplu, rezultatele obținute de *Knopoff et al.* (1966) și *Schneider et al* (1966) arată clar că sub baza litosferei (cel puțin în zona Alpilor) nu există un strat de viteză redusă a undelor longitudinale (semnificația fizică a acestei caracteristici a astenosferei este evidentă). După cum am arătat mai sus, la o concluzie asemănătoare s-a ajuns și pe baza datelor reprezentate în figura 8.10. Din această cauză multe cercetări

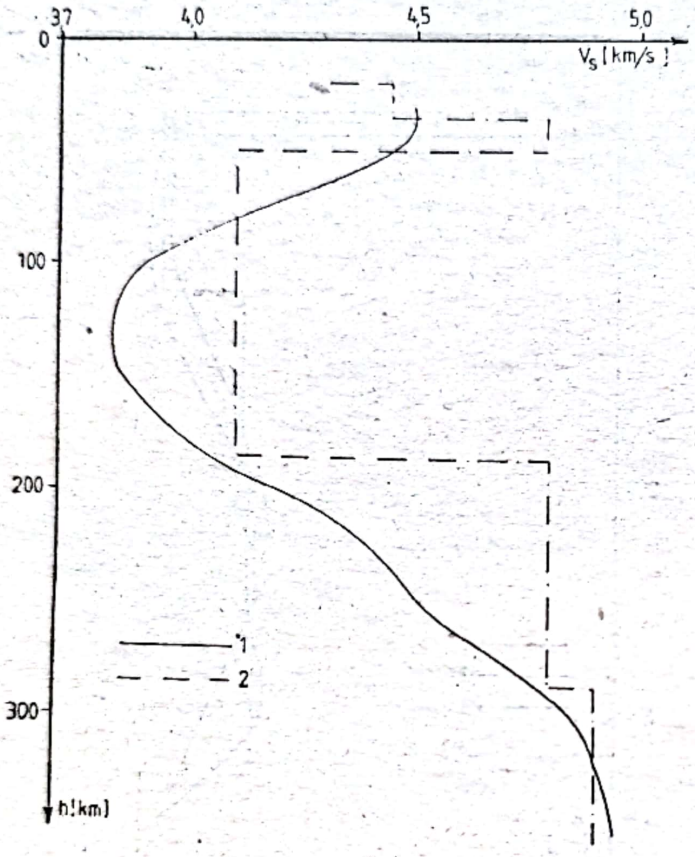


Fig. 8.14. Distribuții ale vitezei undelor transversale cu adîncimea, pentru regiuni de mări marginale: 1) model global pentru regiuni de mări marginale (Bazinul mediteraneean, Marea Filipinelor, Marea Japoniei, Noua Caledonie, Noile Hebride etc.); 2) Mediterana de Vest.

folosind viteza undelor longitudinale n-au pus în evidență astenosfera nici la adîncimi de 140 km (vezi, de exemplu, rezultatele prezentate de Fuchs, 1980) și, în felul acesta, s-ar putea trage concluzia că litosfera continentală se întinde cel puțin pînă la asemenea adîncimi. Uneori este posibil ca zone mai mici din astenosferă să fie caracterizate și de o micșorare a vitezei undelor longitudinale.

Ținînd seamă de datele din figurile 8.12—8.14, propunem distribuția de valori prezentată în figura 8.15 pentru grosimea litosferei în țara noastră. Astfel, în regiunea carpatică, grosimea litosferei are, probabil, valori de circa 80 km. Grosimea de aproximativ 180—200 km corespunde zonei de curbură a Carpaților Orientali, unde s-a admis (Constantinescu și Enescu, 1985) prezența unui corp litosferic cvasi-vertical paleosubdus, de care este legată producerea cutremurelor adînci din Vrancea. Am atribuit zonei Munților Apuseni valori ceva mai mici (70—80 km) pentru grosimea litosferei, întrucît am ținut seama și de faptul că grosimea crustei terestre în această zonă este mai mică decît aceea corespunzătoare Carpaților Orientali și Meridionali. Valorile cele mai mici ale grosimii litosferei ar fi în Depresiunea Panonică (50—60 km) și Platforma Moesică (60—70 km), iar cele mai mari (100—130 km) în zona

Scanned with OKEN Scanner

Platformei Moldovenești și, probabil, în zona din sud-estul acesteia pînă la falia Peceneaga—Camena (fig. 8.15). În zona Mării Negre, grosimea litosferei se micșorează probabil. Trecerile de la o zonă la alta cu grosimi diferite ale litosferei (fig. 8.15) sînt mai curînd lente decît bruște. Unele din ele fac excepție. Din aceste excepții face parte și aceea reprezentată de limitele cvasi-verticale ale fragmentului de litosferă paleosubdus în regiunea Vrancea (Constantinescu și Enescu, 1985).

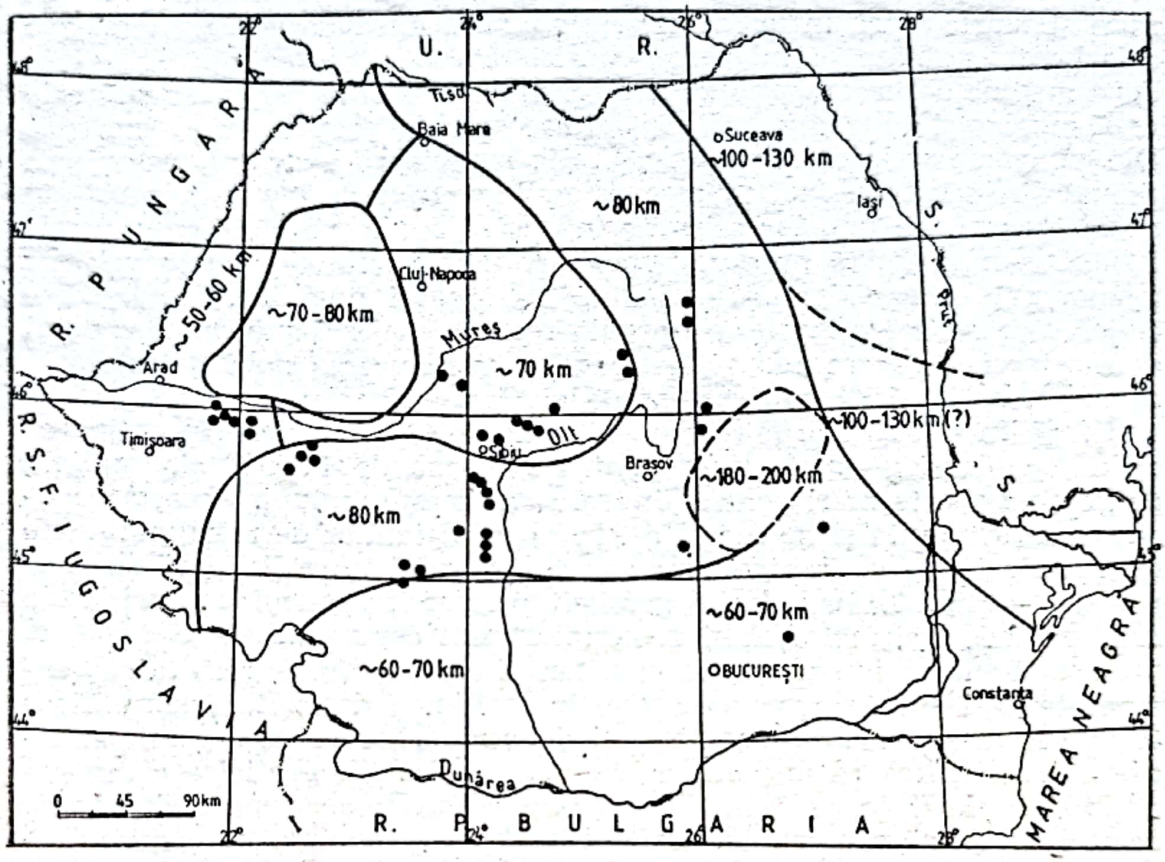


Fig. 8.15. Valori aproximative ale grosimii litosferei în România.

Evident, traseele liniilor de separare a zonelor cu diferite grosimi ale litosferei, prezentate în figura 8.15, sînt aproximative, ele avînd drept scop să dea numai o imagine orientativă a distribuției grosimii litosferei sub teritoriul României.

Întrucît valorile din figura 8.15 sînt rezultatul unor extrapolări și nu sînt rezultate ale unor determinări seismologice efective pentru teritoriul României, nu se poate susține ferm că ele corespund foarte bine realității.

Punctele de pe harta din figura 8.15 reprezintă proiecțiile pe suprafața Pămîntului ale punctelor reflectatoare de pe limita L (baza litosferei) pe care s-a format unda S_LS, undă înregistrată la distanțele indicate de abscisele punctelor respective din figura 8.10. Înregistrarea acestei unde a condus, după cum s-a arătat mai sus, la estimarea grosimii medii a litosferei h_L=70—80 km, valoare care, după cum se observă, este în deplin acord cu media valorilor din distribuția propusă (fig. 8.15). Datorită distribuției epicentrelor exploziilor studiate și distribuției stațiilor seis-

mice, nu s-a putut obține nici o informație pentru zona Platformei Moldovenești, unde grosimea litosferei este mai mare.

Concordanța dintre ordinul de mărime al valorilor din figura 8.15 (pentru zonele în cauză) și grosimea medie h_L=70—80 km, determinată pe baza datelor de observație reprezentate în figura 8.10 (pentru punctele marcate în figura 8.15), vine să întregească părerea că datele din figura 8.15 sînt apropiate de realitate.

Considerăm că principalii factori care au condus la diferențe, uneori mari și foarte mari, între rezultatele obținute din date de flux termic și cele bazate pe date seismologice, consistă în marile diferențe dintre cele două metode de investigație, dintre parametrii fizici ce caracterizează cele două metode și dintre modurile în care aceste metode definesc astenosfera. Din punct de vedere seismologic, limita superioară a stratului de viteză redusă (în cazul de față, a astenosferei) corespunde, evident, nivelului de la care viteza undelor seismice începe să scadă, pe cînd izoterma de 1 200°C s-ar putea să nu corespundă nivelului de la care viteza undelor transversale începe să scadă cu adîncimea, ci unui nivel apropiat de adîncimea la care această viteză are valoarea cea mai scăzută din domeniul astenosferei. De asemenea, nu este exclus ca reducerea slabă de viteză în cazul astenosferei de sub regiuni de platforme vechi (v. fig. 8.13) să se răsfrîngă în determinările ce folosesc date de flux termic prin obținerea de adîncimi exagerat de mari pentru izoterma de 1 200°C și, implicit, de grosimi foarte mari pentru litosfera din aceste regiuni. Această supoziție este susținută și de faptul că, în cazul regiunilor de mări marginale (caracterizate de un contrast mai mare de viteză între litosferă și astenosferă — fig. 8.14), valorile grosimii litosferei, determinate prin cele două metode (seismologică și geotermică) sînt comparabile.

O altă cauză importantă a marilor diferențe dintre rezultatele comentate mai sus este reprezentată de mulțimea de ipoteze simplificatoare care stau la baza calculelor și determinărilor privind grosimea litosferei. De aceea se impune efectuarea unor studii geofizice complexe cît mai ample (în care să predomine cele seismologice) pentru elucidarea acestei probleme a grosimii litosferei în diferite zone ale României. Astfel de studii ar trebui să se ocupe în special de zona Carpaților, unde nu este exclusă existența unei litosfere paleosubduse, care să nu fi fost asimilată în întregime de astenosferă, ceea ce ar implica adîncimi ale rădăcinilor munților mai mari de 80 km.

Scanned with OKEN Scanner

BIBLIOGRAFIE

1. ADAMS, W. M., PRESTON, R. G., FLANDERS, P. L., SACHS, D. C., PERETT, W .R. (1961), *J. Geophys, Res.* 66, p. 903—942.
2. AMBRASEYS, N. N., HENDRON, A. J. (1968), In „*Rock Mechanics in Engineering Practice*", edit. by K. G. Stagg and O. C. Zienkiewicz, published by John Wiley and Sons, London, 1968, p. 203—236.
3. ANDREWS, D. J. (1973), *Bull. Seism. Soc. Am.*, 63, p. 1375—1391.
4. ARNOLD, K. (1978), *Nobel Hefte* 44, p. 17—21.
5. ASHLEY, C. (1977), *Tunels and Tunnelling*, March 1977, p. 55—58.
6. AWOJOBI, A. O., SOBAYO, O. A. (1974), *Earthquake engineering and structural dynamics*, vol. 3, New York, 1974.
7. BACHE, T. C. (1976), *Bull. Seism. Soc. Am.*, 66, p. 1441—1457.
8. BÅTH, M. (1973), *Introduction to seismology*, Birkhäuser Verlag, Basel and Stuttgart.
9. BAYERLY, M., BROOKS, M. (1980), *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 60, p. 1—19.
10. BERRY, M. J., KNOPOFF, L. (1967), *J. Geophys. Res.*, 72, p. 3613—3626.
11. BLACK, R. A. L., STARFIELD, A. M. (1964), *Fourth Intern. Conf. on Strata Cont. and Rock Mech.*, Columbia University.
12. BLAKE, F. G. jr. (1952), *J. Acoust. Soc. Am.*, 24, p. 211—215.
13. BOLLINGER, G. A. (1980), *Blast vibration analysis*, Southern Illinois University Press, Carbondale and Edwardsville.
14. BORGERS, M. (1978), *Nobel Hefte*, 44, p. 9—12.
15. BRANDY, B. T. (1974), *Nature*, 252, p. 5484.
16. BRODE, H. L. (1959), *Phys. of Fluid*, 2, p. 217—229.
17. BRUNE, J., DORMAN, J. (1963), *Bull. Seism. Soc. Am.*, 53, 167—210.
18. BRUNE, J., POMEROY, P. W. (1963), *J. Geophys. Res.*, 68, 17.
19. BURDICK, L. J. (1981), *J. Geophys. Res.*, 86, p. 5926—5936.
20. BURLACU, V., DRUȚĂ, E. (1981), *Studii și cercetări de fizică*, 33, p. 779—786.
21. BURRIDGE, R., ALTERMAN, Z. (1972), *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 30, p. 451—477.
22. BUZDUGAN, G., BLUMENFELD, M., COSAC, V., RADEȘ, M., MIHĂILESCU, E. (1976), *Relații cantitative privitoare la prevenirea efectelor dăunătoare ale derocărilor prin explozii.* Sinteză documentară, CNST, INID, București.
23. CARA, M. (1979), *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 57, p. 649—670.
24. CARPENTER, E. W. (1967), *Geophysics*, 32, p. 17—32.
25. CALCAGNILE, G., D'INGEO, F. D., FARRUGIA, P., PANZA, G. F. (1982), *PAGEOPH*, 120, p. 389—406.
26. CĂLIN, S. (1967), *Regulatoare automate*, Editura Didactică și Pedagogică, București.
27. CHEN, W. P., MOLNAR, P (1981), *J. Geophys. Res.*, 86, p. 5937—5962.
28. CONSTANTINESCU, L., ENESCU, D. (1985), *Cutremurele din Vrancea în cadru științific și tehnologic*, Editura Academiei R. S. România, București.
29. CONSTANTINESCU, P., MOLDOVEANU, T., ȘTEFĂNESCU, D., VIJDEA, V., VISARION, M. (1979), *Geofizica inginerească*, Editura Tehnică, București.
30. COOK, N. G. W. (1963), Proc. of the Fifth Symp. on Rock Mech., Pergamon Press.
31. CRANDELL, F. J. (1949), *J. Boston Soc. Civ. Eng.*, April 1949, p. 222—245.
32. DEMETRESCU, G., PETRESCU, G. (1960), *Curs de Seismologie*, Universitatea din București.
33. DENKHAUS, H. G., ROUX, A. J. A., GOBBELAAR, C. (1955), *S. African J. Mech. Engrs.*
34. DIEHL, G. W., SARIOLA, P. J. (1977), *Proc. 1st Intnl. Symp. on Storage in Excavated Rock Caverns*, Stockholm, vol. 3, p. 23—27.
35. DOBROVOLNY ERNEST, LEMKE, R. W. (1961), *U. S. Geological Survey Prof. Paper* 424-C, p. C 357—C 359.
36. DROSTE, Z., TEISSEYRE, R. (1960), *Bull. Seism. Soc., Am.*, 50. p. 57—70.
37. DUVALL, W. I. (1961), *Bureau of Mines, Report of Investigations* 5708.
38. DUVALL W. I., ATCHISON, T. C. (1967), *Bureau of Mines, Report of Investigations*, 5356.

Scanned with OKEN Scanner

39. DUVALL, W. I., FOGELSON, D. E. (1962), *Bureau of Mines, Report of Investigations* 5968.
40. DUVALL, W. I., STEPHENSON, D. (1965), *Trans. SME, AIME.*
41. EDWARDS, A. T., NORTHWOOD, T. D. (1960), *The Engineer.* v. 210, sept. 30, p. 538—546.
42. ENESCU, D. (1963—1969), *Curs de seismometrie și prospecțiuni seismice*, Institutul de Petrol, Gaze și Geologie, București.
43. ENESCU, D. (1964), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 2, p. 21—25.
ENESCU, D. (1965), *Rew. roum. géol. géophys. géogr., Géophysique*, 9, p. 185—190.
44. ENESCU, D. (1965 b), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 3, p. 113—119.
45. ENESCU, D. (1967 a), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 5, p. 63—70.
46. ENESCU, D. (1967 b), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 5, p. 71—77.
47. ENESCU, D. (1968), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 6, p. 3—8.
48. ENESCU, D., CÎNDEA, I. (1970), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 8, p. 151—168.
49. ENESCU, D., CÎNDEA, I. (1971), *Geophysical Prospecting*, 19, p. 501—518.
50. ENESCU, D., CORNEA, I. (1965), *Rev. roum. géol., géophys., géogr., Géophysique*, 9, p. 199—206.
51. ENESCU, D., CORNEA, I. (1967), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 5, p. 79—84.
52. ENESCU, D., CORNEA, I., CONSTANTINESCU, P. (1967), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 5, p. 185—197.
53. ENESCU, D., GEORGESCU, A., JIANU, D., ZĂMÂRCĂ, I. (1973 a), *Bull. Seism. Soc. Am.*, 63, p. 765—785.
54. ENESCU, D., GEORGESCU, A., MÂRZA, V. (1973 b), *Bull. Seism. Soc. Am.*, 63, p. 753—763.
55. ENESCU, D., MÂRZA, V., IRIMESCU, D. (1975), *XIV-th General Assembly of the European Seismological Commission*, Trieste, September 1974.
56. ENESCU, D., ORBAN, T. (1979), *Prospecțiuni seismice.* Curs litografiat, Partea I-a, Universitatea din București.
57. ENESCU, D., PISCUPESCU, G. (1965), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 3, p. 323—330.
58. ENESCU, D., RADU, C. (1968), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 6, p. 9—21.
59. ENESCU, D., RADU, C., MÂRZA, V. (1971), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 9, p. 249—264.
60. ENESCU, D., RADU, C., MÂRZA, V. (1973 c), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 11, p. 51—69.
61. ENESCU, D., RADU, C., ȘTEFLEA, V. (1969), *St. cerc. geol. geofiz. geogr., Geofizică*, 7, p. 241—253.
62. EPSTEIN, B., LOMNITZ, C. (1966), *Nature*, 21, p. 954—956.
63. FAVREAU, R. F. (1969), *J. Geophys. Res.*, 74, p. 4267—4280.
64. FERTIS, D. G. (1973), *Dynamics and vibration of structures*, John Wiley and Sons, New York.
65. FLANGAS, W. G., RABB, D. D. (1961), *Nuclear explozives in mining*, Livermore UCRL 6636.
66. FRANTI, G. E. (1963), *Bull. Seism. Soc. Am.*, 53, p. 989—996.
67. FUCHS, K. (1980), *International Geodynamics Project. Final report of the Federal Republic of Germany.*
68. GIBOWICZ, S. J. DROSTE, Z., GUTERCH, B., HORDEJUK, J. (1981), *Engineering Geology*, 17, p. 257—271, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam.
69. GIBOWICZ, S. J., GUTERCH, B., LEWANDOWSKA-MARCIZIAK, H., WYSOKINSKI, L. (1982), *Acta Geophysica Polonica*, XXX, 3, p. 193—219.
70. GIVEN, A, J. (Editor) (1973), *SME Mining Engineering Handbook*, Volume 1, Society of Mining Engineers of the American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Engineers Inc. New York, 1973.
71. GRANT, R. L., MURPHY, J. N., BOWSER, M. L. (1967), *U. S. BuMines Rept. of Inv.* 6921.
72. GREENHALGH, S. A. (1980), *Bull. Seism. Soc. Am.*, 70, p. 2037—2050.
73. GREENLAND, B. J., KNOWLES, J. D. (1970), *Quarry Mgrs' J.*, 54, p. 371—381.
74. GROBBELAAR, C. (1958), *Assoc. Mine Mgrs. S. Africa.*
75. GUMBEL, E. J. (1958), *Statistics of extremes.* Columbia Univ. Press, New York.
76. GUPTA, J. N., KISSLINGER, C. (1964), *Bull. Seism. Soc. Am.*, 54, p. 1105—1113.

Scanned with OKEN Scanner

159. SĂCUIU, I., ZORILESCU, D. (1978), *Numere aleatoare. Aplicații în economie, industrie și studiul fenomenelor naturale.* Edit. Acad. R. S. România, București.
160. SCHALL, R. (1960), *Nobel Hefte*, 5, p. 78—84.
161. SCHENK, V. (1970), *Geofysikální Sbornik* XVIII, p. 257—293.
162. SCHENK, V. (1971), *Pure and applied geophysics*, 88, p. 111—120.
163. SCHENK, V. (1972 a), *Geofysikální Sbornik* XX, p. 287—332.
164. SCHENK, V. (1972 b), *Geofysikální Sbornik* XX, p. 333—342.
165. SCHENK, V. (1972 c), *Geofysikální Sbornik* XX, p. 343—362.
166. SCHENK, V. (1973), *Geofysikální Sbornik* XXI, p. 231—266.
167. SCHNEIDER, G., MUELLER, S., KNOPOFF, L. (1966), *Zeitschrift für Geophysik*, 32, p. 33—58.
168. SHARPE, J. A. (1942), *Geophysics*, 7, p. 144—154; 311—321.
169. SMITH, W., STEWART, ARCHAMBEAU, B. CHARLES, GILE WILLIAM (1969), *Bull. Seism. Soc. Am.*, 59, p. 2185—2196.
170. SPOTTISWOODE, S. M., McGARR, A. (1975), *Bull. Seism. Soc. Am.*, 65, p. 93—112.
171. STĂNICĂ, D., STĂNICĂ, M. (1984), *Acta Geodaet. Geophys. et Montanist. Hung.*, 19, p. 147—152.
172. SVANHOLM, B. O., PERSSON, P. A., LARSSON, B. (1977), *Proc. 1-st Intnl. Symp. on Storage in Excavated Rock Caverne*, Stockholm, vol. 3, p. 37—43.
173. SZEIDOVITZ, GY. (1972), *Acta Geodaet. Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung.*, 7, p. 387—395.
174. ȘAMINA, O. G. (1956), *Uprughie impulsî pri razrușenie obrazțov gornîh porod.* Izd. AN SSSR, ser. Geofiz., 5.
175. TAT, S., ZAPOROJAN, M., FISSGUS, K. (1985), *Explozivi și tehnica împușcării în industrie*, Ed. Tehnică, București.
176. THE ANACONDA COMPANY (1975), *Nuclear mining feasibility study.* Livermore, 13104.
177. THOENEN, J. R., WINDES, S. L. (1942), *BuMines Bull.*, 442.
178. VINOGRADOV, S. D., MIACIKIN, V. J. (1966), *Geoakustika, Izd. Nauka*, 159, Moskva.
179. VOROBIEV, I. T. et al. (1972), *Soviet Mining Science*, 8, p. 634—639.
180. WEISS, O. (1945), „*Rockburst, A. Symposium*", AIME Trans., 163.
181. WHITE, J. E., SENGBUSH, R. L. (1963), *Geophysics*, 28, p. 1001—1019.
182. WINDES, S. L. (1942), *BuMines Rept. of Inv.*, 3622.
183. WINDES, S. L. (1943), *BuMines Rept. of Inv.*, 3708.
184. XIENKUI, L., YUNG, TZ. H (1984), *Exploitation optimale des ressources minérales solides.* Le 12-ème Congrès Minier Mondial, New Delhi, India, November, 19—23, 1984.
185. YEGULALP, T. M., KUO, J. T. (1974), *Bull. Seism. Soc. Am.*, 64, p. 393—414.

Scanned with OKEN Scanner